

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF RADIOENGINEERING

**REKONSTRUKCE TVARU OBJEKTU ZALOŽENÁ NA
ODEZVĚ $\text{MAX}(T,0)$ -PULSU**

OBJECT SHAPE RECONSTRUCTION BASED ON THE $\text{MAX}(T,0)$ -PULSE RESPONSE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Tomáš Doležal

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Martin Štumpf, Ph.D.

BRNO 2020

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektronika a sdělovací technika**

Ústav radioelektroniky

Student: Bc. Tomáš Doležal

ID: 186048

Ročník: 2

Akademický rok: 2019/20

NÁZEV TÉMATU:

Rekonstrukce tvaru objektu založená na odezvě $\max(t,0)$ -pulsu

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s integrálními formulacemi přímých a inverzních problémů elektromagnetického pole. Zaměřte se na zobrazování cílů pomocí odezvy na $\max(t,0)$ puls. Problém formulujte pro dokonale elektricky vodivé i dielektrické objekty. V programu Matlab implementujte kód pro výpočet profilové funkce neznámého objektu z příslušné časové odezvy a kód pro rekonstrukci tvaru objektu.

Studujte rozlišovací schopnosti metody. Výsledky diskutujte na vhodně zvolených demonstračních příkladech.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] ŠTUMPF, M. Integrální formulace problémů elektromagnetického pole a jejich aplikace. Litera Brno, Tábor 43a, 612 00 Brno: VUT v Brně, Ústav radioelektroniky, 2014. s. 1-84. ISBN: 978-80-214-4869-8.

[2] CHEN, C.-C., PETERS, L., Jr. Radar scattering and target imaging obtained using ramp-response techniques. IEEE Antennas and Propagation Magazine. 2007, vol. 49, no. 3, p. 13-27

[3] BUDKO, N. Electromagnetic Radiation, Scattering and Imaging. Lecture notes for the course ET4004. Delft: Laboratory of Electromagnetic Research, 2004.

Termín zadání: 3.2.2020

Termín odevzdání: 28.5.2020

Vedoucí práce: doc. Ing. Martin Štumpf, Ph.D.

prof. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Tato diplomová práce se zabývá problematikou prostorového zobrazování cílů s využitím časových odezev na $\max(t,0)$ puls. Problém je formulován jak pro dokonale elektricky vodivé, tak i dielektrické objekty. Hlavní cíl práce zahrnuje implementaci kódu pro výpočet profilových funkcí neznámého objektu ze zmíněných časových odezev a kódu pro jeho následnou rekonstrukci v programovém prostředí MATLAB. Za účelem testování bylo v rámci práce vytvořeno grafické uživatelské rozhraní zajišťující zároveň také větší variabilitu při rekonstrukci. Pro samotnou rekonstrukci objektu byla využita technika 3D pravděpodobnostní funkce, která dosahuje zajímavých výsledků, jež jsou prezentovány v závěrečné části této práce.

KLÍČOVÁ SLOVA

Bornova aproximace, Kirchhoffova aproximace, $\max(t,0)$ puls, Ozáření, Profilová funkce, Rekonstrukce objektu, Rozptýlené pole, Tvar objektu, Zpracování radarového signálu

ABSTRACT

This diploma thesis deals with a spatial imaging of targets problem with the use of time responses on the $\max(t,0)$ pulse. The problem is formulated for both perfectly electrically conductive and dielectric materials of an object. The main aim of the thesis includes a code implementation for calculating the profile functions of an unknown object from the mentioned time responses and a code for subsequent reconstruction of an object in the MATLAB environment. Graphical user interface was created because of testing purposes and bigger variability at reconstruction too. The 3D probability function technique was used for a final reconstruction, and the technique reaches the interesting results, which are presented in a final part of this thesis.

KEYWORDS

Born approximation, Kirchhoff approximation, $\max(t,0)$ pulse, Irradiation, Profile function, Object reconstruction, Backscattered field, Object shape, Radar signal processing

DOLEŽAL, Tomáš. *Rekonstrukce tvaru objektu založená na odezvě $\max(t,0)$ -pulsu*. Brno, 2019, 98 s. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky. Vedoucí práce: doc. Ing. Martin Štumpf, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Rekonstrukce tvaru objektu založená na odezvě $\max(t,0)$ –pulsu“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

podpis autora

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu diplomové práce panu
doc.Ing. Martinu Štumpfovi, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, trpělivost, výbornou
komunikaci a podnětné návrhy k práci.

Brno

.....

podpis autora

Obsah

Úvod	12
1 Teoretická část rekonstrukce tvaru objektů	13
1.1 Identická funkce - $\max(t,0)$ puls	14
1.2 Popis elektromagnetického pole	17
1.2.1 Charakter vlnění	18
1.2.2 Integrální formulace problému pro vodivé objekty	20
1.2.3 Integrální formulace problému pro dielektrické objekty	23
1.3 Techniky rekonstrukce objektů	25
1.3.1 Rekonstrukce založená na 3D pravděpodobnostní funkci	25
1.3.2 Alternativa zpracování 3D pravděpodobnostní funkce	28
1.4 Vliv komprese vstupních dat na výsledné rozměry	32
2 Praktická část rekonstrukce tvaru objektů	34
2.1 Simulace ozáření objektů	35
2.2 Průběhy vysílaných pulsů	37
2.3 Grafické uživatelské rozhraní	38
2.3.1 Výběr a vložení odezvy	39
2.3.2 Import 3D modelu a volba aproximace	39
2.3.3 Výpočet profilové funkce	40
2.3.4 3D pravděpodobnostní funkce	41
2.3.5 Binární rekonstrukce	43
2.3.6 Vytvoření bipolárního pulsu	44
2.4 Testování metody a výsledky rekonstrukce	45
2.4.1 Rekonstrukce jednoho objektu – <i>Bomba</i>	46
2.4.1.1 Vodivá struktura	47
2.4.1.2 Dielektrická struktura	56
2.4.1.3 Detailní rekonstrukce	62
2.4.2 Rekonstrukce více objektů – <i>Mina, Granát</i>	70
2.4.2.1 Vliv interakce objektů na výsledný odhad	72
2.4.2.2 Vznik falešných objektů při rekonstrukci	77
2.4.2.3 Eliminace falešných objektů a výsledný odhad	83
3 Závěr	90
Literatura	92
Seznam symbolů, veličin a zkratk	93

Seznam příloh	96
A Přiložené soubory	97
B Náhled výsledků v GUI a praktická ukázka	98

Seznam obrázků

1.1	Názorná ilustrace obecného řetězce událostí při rekonstrukci objektu .	13
1.2	Grafické znázornění identické funkce	14
1.3	Princip získání a definice profilové funkce objektu	15
1.4	Ukázka vytvoření realizovatelného pulsu pomocí lineárních operací . .	16
1.5	Ilustrace problému pro následný matematický popis, převzato z [2] . .	17
1.6	Šíření kulové vlny, a) Nedostatečná vzdálenost od zdroje (kulový charakter), b) Lze provést aproximaci na rovinnou vlnu, c) Ideální rovinná vlna	19
1.7	Rekonstruovaný dokonale vodivý objekt, převzato z [2]	21
1.8	Rekonstruovaný dielektrický objekt, převzato z [2]	23
1.9	Význam 3D pravděpodobnostní funkce neznámého objektu	26
1.10	Příklad jedné binárně rekonstruované roviny	27
1.11	Alternativa rekonstrukce objektu z jeho \mathbf{A}_{3D} funkce ($V_{LM} = 0, 7$) . . .	28
1.12	Ukázka vlivu parametrů DPP a HPP na interval možných hodnot LM	29
1.13	Znázornění variabilních závislostí pro přizpůsobení V_{LM} k danému LM	31
1.14	Vliv decimace vzorků původní profilové funkce s faktorem $M = 5$. .	32
1.15	Kompenzace nežádoucího vlivu komprese na rozměry objektu	33
1.16	Ilustrace výsledného vlivu použití stavebních elementů bez a s kompenzací	33
2.1	Blokové schéma znázorňující proces rekonstrukce objektu	34
2.2	Mechanismus ozáření objektu v CST Microwave Studio	35
2.3	Struktury namodelované v CST představující rekonstruované objekty	36
2.4	Grafické zobrazení průběhů vysílaných pulsů a definičních parametrů	37
2.5	Výchozí stav GUI po spuštění	38
2.6	Blok pro vložení odezvy a definici použitého vysílaného pulsu	39
2.7	Blok pro nastavení aproximace a import 3D modelu	40
2.8	Blok pro úpravu, výpočet a následné uložení profilových funkcí	41
2.9	Příklad profilové funkce objektu <i>Koule</i> – $D_{VZ} = 2, 4$ mm	41
2.10	Výchozí stav bloku pro výpočet $\mathbf{A}_{3D}(x, y, z)$ funkce	42
2.11	Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu <i>Koule</i> pro různé hodnoty komprese	42
2.12	Řez \mathbf{A}_{3D} funkcí objektu <i>Koule</i> ve směru Y pro různé hodnoty komprese	43
2.13	Blok zpracování \mathbf{A}_{3D} funkce na výsledný odhad zkoumaného objektu	43
2.14	Výsledný odhad demonstrativního objektu <i>Koule</i> pomocí navrženého GUI	44
2.15	Příklad definice dvou typů bipolárních pulsů	45
2.16	Prostorové síťované modely rekonstruovaného objektu tvaru <i>Bomba</i> .	46
2.17	Odezvy získané ozářením objektu v CST pro tři různé pulsy – (PEC)	47

2.18	Vypočítané profilové funkce objektu <i>Bomba</i> (PEC) – $D_{VZ} = 2, 4$ mm .	48
2.19	Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu <i>Bomba</i> pro jednotlivé vyslané pulsy – (PEC)	49
2.20	Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi pro jednotlivé vyslané pulsy – (PEC)	50
2.21	Vliv podmínky dosažené plochy pro SF = 2 , SF = 16 , SF = 64 .	50
2.22	Rekonstrukce původní verzí algoritmu bez a s korekcí $\mathcal{S}_z(z)$, SF = 2	51
2.23	Rekonstrukce bez uvážení podmínky dosažené plochy, SF = 2	52
2.24	Vliv parametrizace násobku m na odhad tvaru a velikosti vodivého objektu <i>Bomba</i> pro jednotlivé vyslané pulsy: SF = 2 , SF = 16 , SF = 64	53
2.25	Vliv dílčí parametrizace k, s_1, s_2 na odhad tvaru a velikosti vodivého objektu <i>Bomba</i> pro puls: SF = 2 a výchozí hodnoty: $s_1 = 4 \cdot 10^{-3}, s_2 = 3 \cdot 10^{-3}, k = 1$	54
2.26	Výsledný odhad vodivého objektu <i>Bomba</i> pro alternativní metodu . .	55
2.27	Odezvy získané ozářením objektu v CST pro tři různé pulsy – ($\epsilon_r = 2, 9$)	56
2.28	Vypočítané profilové funkce objektu <i>Bomba</i> ($\epsilon_r = 2, 9$) – $D_{VZ} = 2, 4$ mm	57
2.29	Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu <i>Bomba</i> pro jednotlivé vyslané pulsy – ($\epsilon_r = 2, 9$)	58
2.30	Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi pro jednotlivé vyslané pulsy – ($\epsilon_r = 2, 9$)	58
2.31	Vliv parametrizace ϵ_r na průběhy profilových funkcí pro puls SF = 2	59
2.32	Vliv parametrizace ϵ_r na odhad tvaru a velikosti dielektrického objektu <i>Bomba</i> ($\epsilon_r = 2, 9$) pro jednotlivé vyslané pulsy: SF = 2 , SF = 16 , SF = 64	60
2.33	Výsledný odhad objektu <i>Bomba</i> ($\epsilon_r = 2, 9$) pro alternativní metodu .	61
2.34	Vliv doby trvání pulsu $2T_W$ na získanou profilovou funkci	63
2.35	Profilové funkce objektu <i>Bomba</i> pro oba materiály a dobu $T_W = 0, 15$ ns	64
2.36	Výchozí odhad 1/4 detailní části objektu <i>Bomba</i> pro $T_W = 0, 15$ ns . .	65
2.37	Rozdíl v rozměru stavebních elementů pro obecnou a detailní rekonstrukci	66
2.38	Ilustrační příklad řezu XY ve spodní části \mathbf{A}_{3D} funkce objektu <i>Bomba</i>	66
2.39	Zrcadlené detailní profilové funkce pro $T_W = 0, 15$ ns a souvislost této operace s jednotlivými řezy XZ respektive YZ rekonstruovaného objektu <i>Bomba</i>	67
2.40	Odhad celé detailní části objektu <i>Bomba</i> pro $T_W = 0, 15$ ns	68
2.41	Finální odhady tvaru a velikosti objektu <i>Bomba</i>	69
2.42	Dílčí prostorové síťované modely dvojce rekonstruovaných objektů . .	71
2.43	Reálná podoba nášlapné miny typu PMN-2 – převzato z [5]	71
2.44	Ilustrační příklad interakce dvou objektů	72

2.45	Vzájemné umístění objektů <i>Mina</i> (M) a <i>Granát</i> (G) v prostoru	73
2.46	Odezvy získané ozářením interagujících (MG) a samostatných (M)/(G) objektů v CST – ($SF = 2$), Polarizace : $\alpha_x = (0, 0, 1)$, $\alpha_y = (1, 0, 0)$, $\alpha_z = (0, 1, 0)$	73
2.47	Profilové funkce interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) objektů	74
2.48	Tvary \mathbf{A}_{3D} funkcí interagujících i samostatně rekonstruovaných objektů <i>Mina</i> a <i>Granát</i> + Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi v příslušných rovinách XZ ve směru Y	75
2.49	Výsledné odhady interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) objektů	76
2.50	Vzájemné umístění objektů <i>Mina</i> a <i>Granát</i> způsobující neurčitost . .	77
2.51	Zobrazení vzájemných vzdáleností obou objektů v jednotlivých směrech	78
2.52	Odezvy získané ozářením dvojce nepřekrývajících se objektů v CST ($SF = 2$), Polarizace : $\alpha_x = (0, 0, 1)$, $\alpha_y = (1, 0, 0)$, $\alpha_z = (0, 1, 0)$. . .	78
2.53	Profilové funkce dvou nepřekrývajících se objektů (M) a (G)	79
2.54	Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce dvou nepřekrývajících se objektů (M) a (G)	80
2.55	Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcí dvou nepřekrývajících se objektů v rovinách XY . .	81
2.56	Výsledné odhady dvojce nepřekrývajících se objektů (M) a (G)	82
2.57	Zobrazení radarových vzdáleností mezi objekty ve zvolených směrech	84
2.58	Vysílaný puls a absolutní hodnota jeho normované autokorelační funkce	85
2.59	Přijatá odezva $s_{px}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{px})$.	85
2.60	Přijatá odezva $s_{py}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{py})$.	86
2.61	Přijatá odezva $s_{pz}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{pz})$.	87
2.62	Výsledek detekce pozic dvou nepřekrývajících se objektů	88
2.63	Řezy \mathbf{A}_{3D} a odhady dvou detekovaných nepřekrývajících se objektů .	89

Seznam tabulek

2.1	Parametry výchozího odhadu 1/4 detailní části objektu <i>Bomba</i>	67
2.2	Parametry odhadu celé detailní části objektu <i>Bomba</i>	69
2.3	Parametry odhadu obecné a detailní části vodivého objektu <i>Bomba</i> .	70
2.4	Parametry odhadu obecné a detailní části dielektrického objektu <i>Bomba</i>	70
2.5	Parametry odhadu interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) ob- jektů	77
2.6	Rekonstrukční parametry dvou detekovaných nepřekrývajících se ob- jektů	82
2.7	Rekonstrukční parametry dvou detekovaných nepřekrývajících se ob- jektů	89

Úvod

V dnešním moderním světě plném technologií hraje radarová technika nezastupitelnou roli u mnoha systémů a její principy jsou využívány v mnoha odvětvích. Největší rozvoj zažila radarová technika koncem 30.let 20.století v době hrozícího válečného konfliktu. Hlavním úkolem radarové techniky už od jejího vzniku bylo zjišťovat a prezentovat, v člověku srozumitelné podobě, informace a parametry o objektech, které jsou často lidskému zraku skryté. Informace o těchto objektech jsou však skryté vždy. Jako objekt si lze v obecném znázornění představit určitou oblast v prostoru, která vykazuje odlišné elektromagnetické vlastnosti vůči okolnímu prostředí. Mezi informace o neznámých objektech může patřit samotná identifikace objektu stejně jako jeho aktuální parametry ve smyslu jeho rychlosti, směru pohybu, pozice, nadmořské výšky ale také jeho velikosti a tvaru.

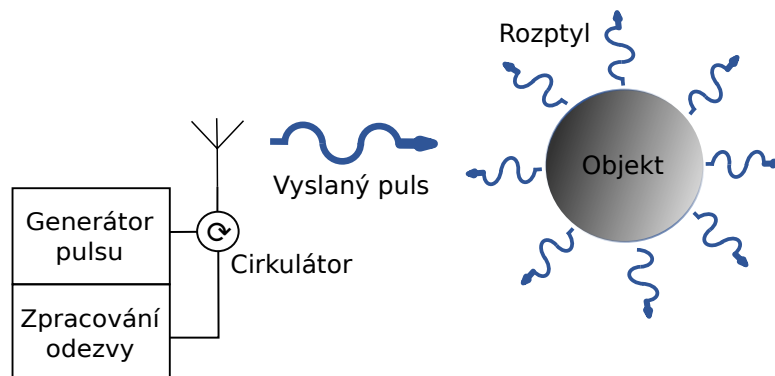
Pro detekci těchto parametrů se v souvislosti s radary v principu využívá elektromagnetického vlnění, kterým je daný objekt ozářen. Podle materiálového složení ozařovaného objektu a okolního prostředí dochází k různě silnému odrazu respektive rozptylu elektromagnetického vlnění, jehož část putuje zpět do přijímací antény. Tato zachycená část vlnění je ve fázi rozptylu modifikována vlastnostmi a parametry objektu a také samotným zpožděním vlivem konečné rychlosti šíření elektromagnetického vlnění v daném prostoru. Také je možné získávat data měřená přímo v objektu vypovídající o jeho stavu vyvoláním dotazu a získkem odpovědi. Zájmem této práce je však rekonstrukce tvaru objektu a s tím související velikosti. Existuje mnoho odvětví, kde je potřeba znát tvar neznámého objektu případně i jeho velikost. Jako velice důležité odvětví lze uvést medicínu, kde tyto informace například při identifikaci nádoru u pacienta mohou hrát životně důležitou roli. Uplatnění lze nalézt také v geofyzice při nedestruktivním průzkumu zemského povrchu.

Postupem času byly vyvinuty různé algoritmy pro získání tvaru objektu s určitou přesností a rozlišením. Některé z těchto algoritmů řeší problém ve frekvenční oblasti, jiné v oblasti časové. Tato práce se zabývá 3D rekonstrukcí objektu pouze v časové oblasti, a to pomocí odezvy na $\max(t,0)$ puls neboli tzv. identickou funkci. Vlastnosti, výhody a definice této funkce jsou popsány v Kap. 1, která také vysvětluje základní principy rekonstrukce a popisuje závislost modifikace této metody na materiálu ozařovaného objektu neznámého tvaru. Také je zde proveden geometrický popis problému v prostoru a chování elektromagnetického pole při jeho řešení. Kapitola 2 prezentuje výsledky, jichž bylo dosaženo při rekonstrukci tvaru a velikosti objektu metodou založenou na 3D pravděpodobnostní funkci. Dále je prezentováno grafické uživatelské rozhraní sloužící k rekonstrukci vodivých i dielektrických objektů. Jádrem rozhraní je kód pro výpočet profilových funkcí objektů z odezev získaných simulací problému v programu CST. Součástí je též kód pro rekonstrukci objektu.

1 Teoretická část rekonstrukce tvaru objektů

Pro rekonstrukci tvaru objektu pomocí elektromagnetického vlnění neexistuje jeden optimální algoritmus vycházející z jediného matematického aparátu, nýbrž právě naopak existuje mnoho algoritmů a způsobů jak provést co nejvíce věrohodnou rekonstrukci daného objektu. Tyto algoritmy byly vyvinuty tak, aby pro předpokládaný tvar, materiál a velikost objektu eliminovaly chybu rekonstrukce na minimum, přičemž je třeba brát v úvahu, že pod pojmem objekt lze chápat uskupení více samostatných a vzájemně oddělených objektů. Tento fakt tedy přináší i požadavky na rozlišovací schopnost daného zpracování a následné rekonstrukce.

Neznámé objekty jsou kromě svého tvaru a velikosti definovány materiálovými vlastnostmi. V prvním případě mohou být v ideálním přiblížení z dokonale vodivého materiálu, což znamená, že neabsorbují elektromagnetické pole, a veškerá energie tohoto pole je rozptýlena zpět do okolního prostoru. Druhým případem jsou objekty, které do jisté míry absorbují elektromagnetické pole. Tyto objekty kontrastují s okolním prostředím odlišnou hodnotou relativní elektrické permitivity ϵ_r [-] a jsou elektromagneticky průchodné. Postupy ve výpočtech jsou z toho důvodu mírně odlišné (viz Kap. 1.2.2 a 1.2.3). Základní problematika je ilustrována na Obr. 1.1 :



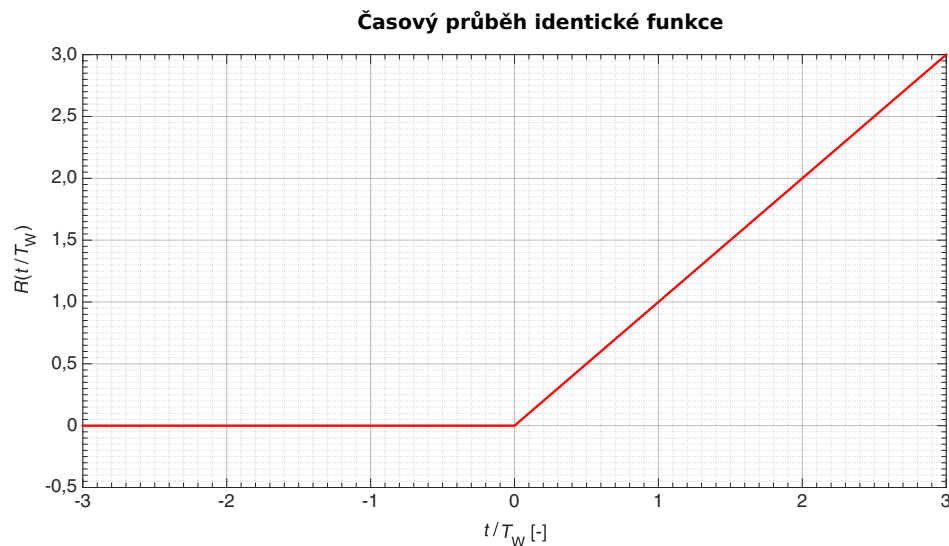
Obr. 1.1: Názorná ilustrace obecného řetězce událostí při rekonstrukci objektu

Základním předpokladem pro obdržení výchozí informace o tvaru ozařovaného objektu v podobě odezvy je jeho vhodné ozáření. Vhodným ozářením je myšlena zejména volba vzdálenosti mezi objektem a generátorem vlnění. V tomto bodě je vhodné navíc poznamenat, že onou volbou vzdálenosti je myšleno dosažení takové vlny dopadající na objekt, kterou je možné v místě dopadu aproximovat s přijatelnou přesností rovinným vlněním (viz Obr. 1.6). Nejedná se tedy v pravém smyslu slova jen o metrickou vzdálenost. Důležité jsou taktéž parametry generovaného vlnění, které musí být vhodně definovány.

Vznik rozptýlených elektromagnetických vln je podmíněn interakcí dopadajících vln s kontrastujícím objektem konečné velikosti. Tyto vlny jsou vytvořeny generovanou impulsní vlnou [3]. Z tohoto důvodu má i odezva impulsní charakter. Zpracování této odezvy je závislé na tvaru vysílaného impulsu. Tato práce se zaměřuje na rekonstrukci tvaru objektu v časové oblasti pomocí odezvy na $\max(t,0)$ puls neboli tzv. identickou funkci. Výhody a vlastnosti této funkce popisuje Kap. 1.1. Poté je nutné zavést popis elektromagnetického pole a provést pomocí něj i popis problematiky rekonstrukce (viz Kap. 1.2).

1.1 Identická funkce - $\max(t,0)$ puls

Správný výběr algoritmu pro zpracování přijatého rozptýleného pole je značně ovlivněn vlastnostmi elektromagnetického vlnění dopadajícího na objekt. Vlastnosti této vysílané vlny mohou být definované buď v oblasti frekvenční nebo časové, podle čehož se poté rozlišují i různé techniky zpracování odezvy, které probíhají taktéž v časové nebo frekvenční oblasti. Jak už bylo výše zmíněno, tato práce je zaměřena na zobrazování cílů pomocí odezvy na $\max(t,0)$ puls výhradně v časové oblasti (viz Obr. 1.2). Za tímto účelem použijeme integrální reprezentace inverzních problémů elektromagnetického pole, které jsou uvedeny v Kap. 1.2.2 a 1.2.3. Samotný $\max(t,0)$ puls si lze představit jako základní element definice tvaru přímé vlny v časové oblasti dopadající na objekt.



Obr. 1.2: Grafické znázornění identické funkce

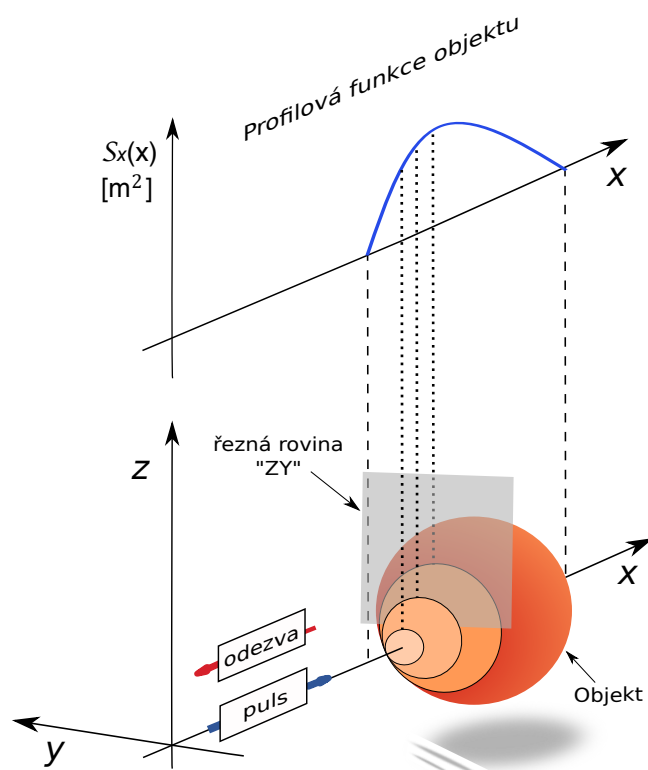
Matematicky lze tento signál definovat například následovně :

$$R(t|T_W^{-1}) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ t/T_W, & t \geq 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

Kde :

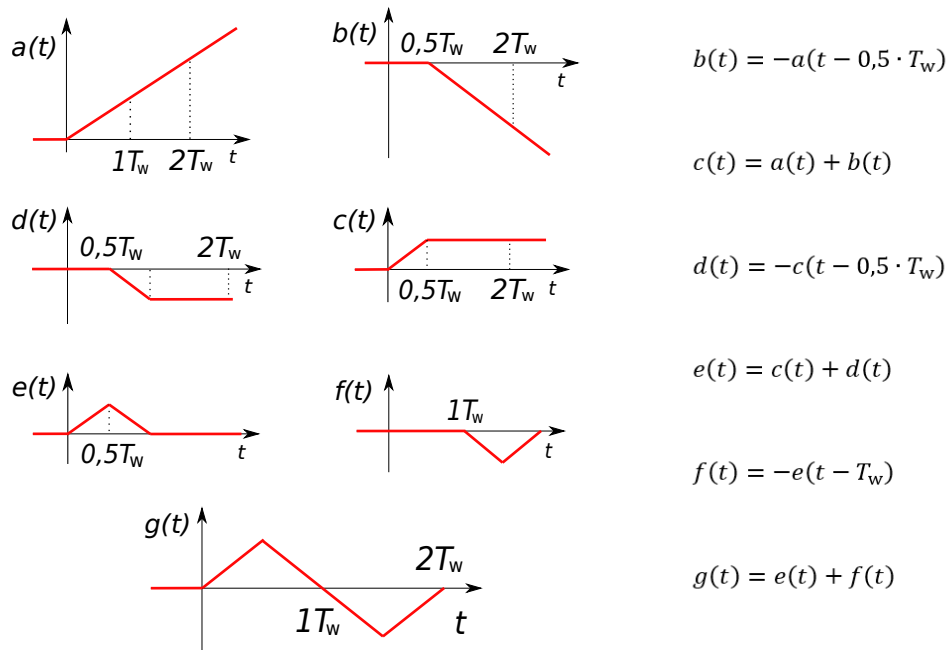
t ... Čas [s]
 T_W^{-1} ... Strmost identické funkce [s⁻¹]
 $R(t|T_W^{-1})$... Časový průběh identické funkce

Rozpoznávání tvaru cíle založené na pulsní odezvě, bylo prezentováno už v roce 1965 v článku [3]. V tomto článku byl též prezentován důležitý fakt souvislosti odezvy právě na identickou funkci (dále pouze max(t,0) puls) se závislostí plochy v řezu objektu na rozměru objektu ve směru přímé cesty vyslaného pulsu (viz Obr. 1.3). Tato závislost nese označení profilová funkce objektu a je vždy definována pro danou rovinu, ve které došlo k ozáření objektu pulsem. Jinými slovy hledaná odezva na max(t,0) puls je profilovou funkcí objektu ve směru ozáření objektu.



Obr. 1.3: Princip získání a definice profilové funkce objektu

Právě různými technikami zpracování profilových funkcí z různých rovin ozáření objektu lze rekonstruovat v určité dimenzi a s určitou přesností výsledný objekt. Z definice $\max(t,0)$ pulsu (1.1) respektive Obr. 1.2 je zřejmé, že v praxi takový signál pravděpodobně nebude možné vytvořit z důvodu časového neomezení pro $t \geq 0$. Tento fakt je nutné využít k definici signálu (v tomto případě pulsu), u kterého bude praktická realizace možná. Zároveň je však nutné mít na paměti, že odezva na tento realizovatelný puls nebude profilovou funkcí objektu, proto je nutné provést další kroky. V tomto momentě tedy dochází k protichůdným požadavkům, jejichž řešením je využití pouze lineárních operací pro modifikaci $\max(t,0)$ pulsu (viz Obr. 1.4). Aplikací těchto lineárních operací na $\max(t,0)$ puls lze získat časově omezený realizovatelný puls. Odezva na tento puls ovšem nebude přímo hledaná profilová funkce objektu, nýbrž pouze odezva, ve které je tato profilová funkce vlivem využití lineárních operací zakódována.



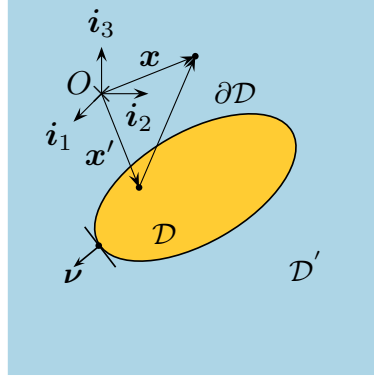
Obr. 1.4: Ukázka vytvoření realizovatelného pulsu pomocí lineárních operací

Aplikací lineárních operací na tuto odezvu v opačném pořadí než na $\max(t,0)$ puls (Obr. 1.4) dospějeme díky linearitě k odezvě na $\max(t,0)$ puls i přesto, že není prakticky signálově realizovatelný. V tomto bodě jsme tedy získali onu profilovou funkci objektu z daného směru ozáření. Tento postup byl právě pro trojúhelníkový bipolární puls prezentován v [1]. Obr. 1.4 znázorňuje tuto lineární modifikaci. Opakováním tohoto postupu pro další směry a zpracováním těchto profilových funkcí lze rekonstruovat objekt v dané dimenzi, přičemž pro 3D rekonstrukci jsou postačující odezvy ze tří vzájemně ortogonálních směrů [1].

1.2 Popis elektromagnetického pole

Z důvodu procesů probíhajících v dané vzdálenosti od zdrojů, kterým je zejména šíření pole, které je dáno součtem pole rozptýleného a pole dopadajícího na povrch objektu (viz Obr. 1.5) bude následně struktura tohoto pole popsána právě v této oblasti. Pokud budeme navíc uvažovat rovinný charakter vlny (tj. oblast, kde lze provést aproximaci na rovinnou vlnu – Obr. 1.6), bavíme se o transverzálně elektromagnetickém vlnění, pro které platí $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, přičemž obě složky jsou ještě kolmé na směr šíření vlny. Rychlost šíření elektromagnetické vlny ve vakuu je $c_0 = 299\,792\,458\text{ m/s}$.

Pro lepší pochopení problematiky popsané dále slouží Obr. 1.5 :



Obr. 1.5: Ilustrace problému pro následný matematický popis, převzato z [2]

Na tomto obrázku je objekt definovaný svým tvarem, velikostí a materiálovými vlastnostmi, jež je umístěn ve volném prostoru \mathcal{D}' a zabírá časově invariantní oblast \mathcal{D} , což znamená, že objekt nemění své vlastnosti v čase. Tento objekt je ohraničen uzavřenou plochou $\partial\mathcal{D}$. Vektor $\boldsymbol{\nu}$ je alespoň po částech spojitá funkce polohového vektoru na ploše $\partial\mathcal{D}$, a je vždy kolmý k této ploše. O značí počátek zavedeného kartézského souřadného systému souřadnic $\{x, y, z\}$, které v součinnosti s báзовými jednotkovými vektory $\{\mathbf{i}_1, \mathbf{i}_2, \mathbf{i}_3\}$ definují polohový vektor \mathbf{x} dle vztahu (1.2):

$$\mathbf{x} = x\mathbf{i}_1 + y\mathbf{i}_2 + z\mathbf{i}_3 \quad (1.2)$$

Současně je možné určit velikost tohoto vektoru, což je vzdálenost pozorovatele od počátku O dle (1.3):

$$|\mathbf{x}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (1.3)$$

1.2.1 Charakter vlnění

Pro výchozí představu uvažujme izotropní zdroj popsaného vlnění umístěný v homogenním a izotropním neomezeném prostoru. Potom vyzářená vlna má přesně kulový charakter. Amplitudy intenzit elektrického $\hat{\mathbf{E}}$ [V/m] a magnetického $\hat{\mathbf{H}}$ [A/m] pole klesají nepřímo úměrně první mocnině vzdálenosti od zdroje, což platí pouze ve vzdálené oblasti. Při výchozí představě, potom velikost intenzity elektrického pole je pro danou vzdálenost od zdroje nezávisle na směru vždy konstantní a mění se pouze v čase. Izotropní zdroj je však pouze teoretickým pojmem, a proto v momentě přechodu k reálnému zdroji předchozí tvrzení neplatí. V případě reálného zdroje zůstává platná časová závislost pole, ale platí navíc také závislost směrová. Tato skutečnost je zastoupena ve vztahu (1.4) tzv. amplitudovými vyzařovacími charakteristikami. V anténní technice se potom tento fakt vyjadřuje činitelem směrovosti. Vztah (1.4) vyjadřuje první člen asymptotického rozvoje elektromagnetického pole v oblasti komplexního kmitočtu, jehož vývoj v prostoru vychází z amplitudových vyzařovacích charakteristik a má ve vzdálené oblasti přibližně kulový charakter.

$$\{\hat{\mathbf{E}}, \hat{\mathbf{H}}\}(\mathbf{x}, s) = \{\hat{\mathbf{E}}_\infty, \hat{\mathbf{H}}_\infty\}(\boldsymbol{\xi}, s) \frac{\exp(-s|\mathbf{x}|/c_0)}{4\pi|\mathbf{x}|} [1 + O(|\mathbf{x}|^{-1})] \quad (1.4)$$

Kde :

$\{\hat{\mathbf{E}}, \hat{\mathbf{H}}\}$... Vektory intenzity elektrického [V/m] a magnetického [A/m] pole
$\{\hat{\mathbf{E}}_\infty, \hat{\mathbf{H}}_\infty\}$... Amplitudové vyzařovací charakteristiky polí [V], [A]
\mathbf{x}	... Polohový vektor určující pozici pozorovatele [m]
$ \mathbf{x} $... Vzdálenost pozorovatele od počátku souřadnic [m]
$\boldsymbol{\xi}$... Jednotkový vektor ve směru pozorovatele $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{x}/ \mathbf{x} $ [-]
s	... Komplexní kmitočet $(\sigma + j\omega) \rightarrow \omega$... Úhlový kmitočet [rad·s ⁻¹]
c_0	... Rychlost elektromagnetické vlny ve vakuu [m/s]
O	... Landauova notace [-]

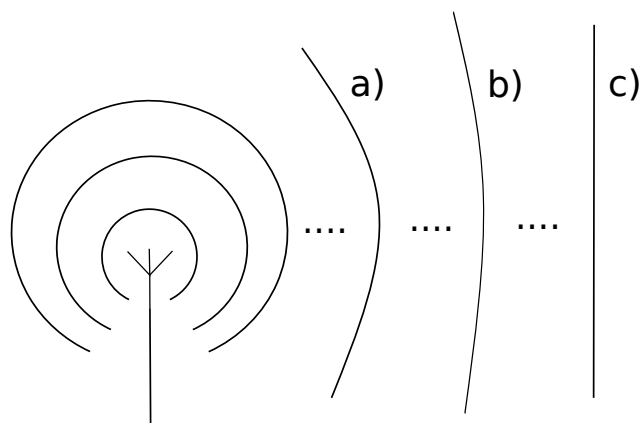
Významem *Landauovy notace* je zanedbání členů \mathbf{x} s mocninnou nižší než -1 (-2, -3, -4 ... atd.), protože tyto další členy nerostou rychleji než člen $|\mathbf{x}|^{-1}$ a tím pádem nemají zásadní dopad na přesnost aproximace elektromagnetického pole ve vzdálené oblasti ve vztahu (1.4). Obecná matematická definice O je následující :

$$f(x) = O(g(x)) \quad \text{když } x \rightarrow x_0 \quad (1.5)$$

Právě když existuje kladné reálné číslo M a x_0 takové že:

$$|f(x)| \leq Mg(x) \text{ pro } x \rightarrow x_0$$

Pokud vezmeme v potaz mechanismus šíření kulové vlny, která se při šíření směrem od zdroje v prostoru rozpíná, lze provést v dostatečné vzdálenosti od zdroje aproximaci kulové vlny na vlnu rovinnou (viz Obr. 1.6). Tento obrázek ilustruje vývoj kulové vlny v prostoru, kdy v malé vzdálenosti od zdroje díky zakřivení vlnoplochy nelze provést aproximaci na vlnu rovinnou. Tato aproximace je možná v případě b), kde vznikne vzhledem k výhodám aproximace zanedbatelná chyba. Výsledkem je c).



Obr. 1.6: Šíření kulové vlny, a) Nedostatečná vzdálenost od zdroje (kulový charakter), b) Lze provést aproximaci na rovinnou vlnu, c) Ideální rovinná vlna

Postup výpočtu odezvy objektu po vyzáření elektromagnetické vlny je možné popsat následovně. V první řadě je na místě zavést předpoklad, že elektromagnetické pole, které dopadá na neznámý objekt, je generováno zdrojem (případně zdroji) umístěným vně tohoto objektu. Problematika výpočtu a tedy i demonstrace získu požadovaného elektromagnetického pole nesoucího jednu z důležitých informací (viz Kap. 1.1) o tvaru objektu se skládá ze tří samostatných vzájemně souvisejících kroků:

- V první fázi dojde k ozáření objektu elektromagnetickým polem se základními vlastnostmi potřebnými pro následný získ profilové funkce (viz Kap. 1.1), které existuje v oblasti nacházejícího se objektu za předpokladu, že objekt splývá s okolním prostředím a nijak s ním nekontrastuje.

- V druhé fázi předpokládáme existenci objektu, který už kontrastuje svými vlastnostmi s okolním prostředím a způsobuje rozptyl dopadajícího pole vyzářeného v předchozím kroku.
- Poslední fáze zahrnuje příjem celkového elektromagnetického pole, které je dáno superpozicí pole na počátku vyzářeného a pole rozptýleného. Toto elektromagnetické pole již obsahuje onu dílčí základní informaci pro výpočet tvaru daného objektu. Výsledný matematický aparát pro rekonstrukci tvaru objektu z tohoto přijatého pole v závislosti na jeho materiálovém složení je uveden níže. Tento výše popsany postup je matematicky odvozen v [2].

Z důvodu různého chování elektromagnetického pole dopadajícího na povrchy objektů z různého materiálu, nelze i přes jeho stejný tvar zajistit totožné zpětně přijaté rozptýlené pole. Jinými slovy amplitudová vyzařovací charakteristika takto rozptýleného elektrického pole $\hat{\mathbf{E}}_\infty^S$ se bude lišit v závislosti na elektrických vlastnostech materiálu ozářeného objektu, který toto pole vyvolal. Index S značí, že se jedná o vyzařovací charakteristiku pole rozptýleného (*z angl. "Scattered"*). Souvislost tohoto pole s profilovou funkcí při ozáření vodivého objektu popisuje Kap. 1.2.2, kde je využita tzv. *Kirchhoffova aproximace* reálného dopadajícího pole a Kap. 1.2.3, kde je použita tzv. *Bornova aproximace* pro dielektrické objekty.

1.2.2 Integrovní formulace problému pro vodivé objekty

Uvažujeme objekt z ideálně vodivého materiálu vyplňující časově invariantní oblast \mathcal{D} s povrchem $\partial\mathcal{D}$ umístěný v prostředí \mathcal{D}' dle Obr. 1.7, kde $\mathcal{S}(\xi)$ je plocha průřezu objektu v dané vzdálenosti ξ neboli profilová funkce (viz Obr. 1.4). V literatuře [2] byla odvozena integrální reprezentace vyzařovací charakteristiky elektrického pole $\hat{\mathbf{E}}_\infty^S$ včetně postupu získání vztahu pro profilovou funkci. Výsledkem tohoto odvození je pro vodivé objekty vztah (1.6):

$$\hat{\mathbf{E}}_\infty^S(\boldsymbol{\xi}, s) = s\mu_0(\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\xi} - \mathbf{I}) \cdot \int_{\mathbf{x}' \in \partial\mathcal{D}} \exp(s\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{x}'/c_0) [-\boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}') \times \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}', s)] dA(\mathbf{x}') \quad (1.6)$$

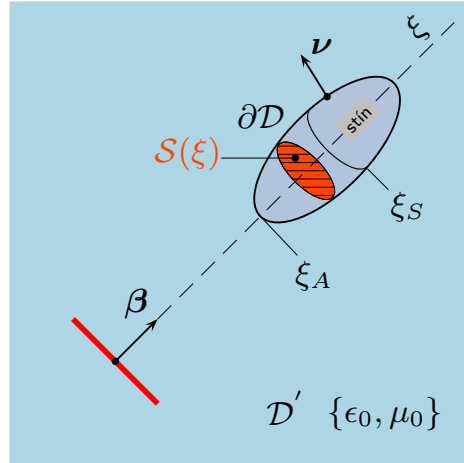
Tento vztah popisuje rozptýlené pole ve směru pozorovatele, které vzniklo důsledkem proudů indukovaných na povrchu objektu $\partial\mathcal{D}$ vlivem ozáření objektu přímo vlnou. Tyto povrchové proudy obecně vytváří v okolí jak elektrickou tak magnetickou složku elektromagnetického pole. Stojí tedy za vznikem onoho rozptýleného

pole a jsou definovány ve vztahu (1.6) členem v hranaté závorce. Lze též zavést pojem povrchové hustoty elektrického proudu. Významem integrace je sečíst tyto příspěvky od všech elementárních plošek jež jsou součástí $\partial\mathcal{D}$. Součtem takto získaného rozptýleného pole a pole dopadajícího je celkové elektromagnetické pole vně objektu.

Kde :

$\hat{\mathbf{E}}_{\infty}^S$... Vyzařovací charakteristika rozptýleného elektrického pole [V]
$\underline{\mathbf{I}}$... Jednotková matice rozměru 3×3
μ_0	... Magnetická permeabilita vakua $4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m]
\mathbf{x}'	... Polohový vektor určující polohu zdrojového bodu na ploše $\partial\mathcal{D}$ [m]
$\boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}')$... Normálový vektor k elementární ploše objektu [-]
$\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}', s)$... Intenzita celkového magnetického pole v zdrojovém bodě \mathbf{x}' [A/m]
$dA(\mathbf{x}')$... Zdrojová elementární plocha v bodě \mathbf{x}' [m ²]

Zbylé veličiny vyskytující se ve vztahu (1.6) mají totožný význam jako ve vztahu (1.4).



Obr. 1.7: Rekonstruovaný dokonale vodivý objekt, převzato z [2]

Z obrázku 1.7 je zřejmé, že nedochází k ozáření celého povrchu objektu, nýbrž pouze jeho části. Zbytek tohoto povrchu je v oblasti tzv. stínu, kde se přesnost extrakce profilové funkce objektu zmenšuje. Tuto nepřesnost lze teoreticky eliminovat ozářením oblasti stínu a zpřesnit tím výslednou rekonstrukci. Jak už bylo zmíněno, pro zjednodušení výpočtu se využívají aproximace rozptýleného pole.

U vodivých objektů se využívá *Kirchhoffova aproximace*, která má tvar:

$$\boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}') \times \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}', s) = \begin{cases} 2\boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}') \times \hat{\mathbf{H}}^I(\mathbf{x}', s), & \text{pokud } \mathbf{x} \in \partial\mathcal{D}^I \\ 0, & \text{pokud } \mathbf{x} \in \partial\mathcal{D} \setminus \partial\mathcal{D}^I \end{cases} \quad (1.7)$$

Kde :

$$\begin{aligned} \partial\mathcal{D}^I & \dots \text{ Ozářená část objektu pro kterou platí } \partial\mathcal{D}^I \subset \partial\mathcal{D} \text{ je vymezena } \xi_{A,S} \\ \hat{\mathbf{H}}^I & \dots \text{ Intenzita dopadajícího magnetického pole v zdrojovém bodě } \mathbf{x}' \text{ [A/m]} \end{aligned}$$

V rámci zavedení této aproximace dochází v tomto případě k zanedbání příspěvků elementárních ploch v oblasti stínu (viz Obr. 1.7) k celkovému elektromagnetickému poli, jež následně přijímáme. Výsledkem aplikace *Kirchhoffovy aproximace* spolu s aproximací na rovinnou vlnu ve vztahu (1.6) získáme vyzařovací charakteristiku rozptýleného pole ve směru šíření k pozorovateli [2] ve tvaru:

$$\hat{\mathbf{E}}_\infty^S(-\boldsymbol{\beta}, s) \simeq \frac{2}{c_0} s \hat{\mathbf{A}}(s) \boldsymbol{\beta} \cdot \int_{\mathbf{x}' \in \partial\mathcal{D}^I} \exp(-2s\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x}'/c_0) \boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}') dA(\mathbf{x}') \quad (1.8)$$

Nyní lze odkázat na Kap. 1.1, kde byl definován $\max(t,0)$ puls a jeho vlastnosti a výhody při snaze získat profilovou funkci objektu pro následnou rekonstrukci. Pokud definujeme amplitudu na objekt dopadající rovinné vlny jako $\max(t,0)$ puls, pak jeho Laplaceův obraz lze vyjádřit rovnicí (1.9):

$$\hat{\mathbf{A}}(s) = \frac{\boldsymbol{\alpha}}{s^2} \quad (1.9)$$

Takto definovaný $\max(t,0)$ puls vložíme do vztahu (1.8) a získáme výsledný vztah mezi časově proměnnou vyzařovací charakteristikou rozptýleného pole ve směru od objektu k pozorovateli (1.10) a profilovou funkcí objektu $\mathcal{S}(c_0 t/2)$, která je z tohoto vztahu vyjádřena v rovnici (1.11):

$$\mathbf{E}_\infty^S(-\boldsymbol{\beta}, t) \simeq -\boldsymbol{\alpha}(2/c_0) \mathcal{S}(c_0 t/2) \quad (1.10)$$

$$\mathcal{S}(c_0 t/2) \simeq -\frac{c_0[\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{E}_\infty^S(-\boldsymbol{\beta}, t)]}{2} \quad (1.11)$$

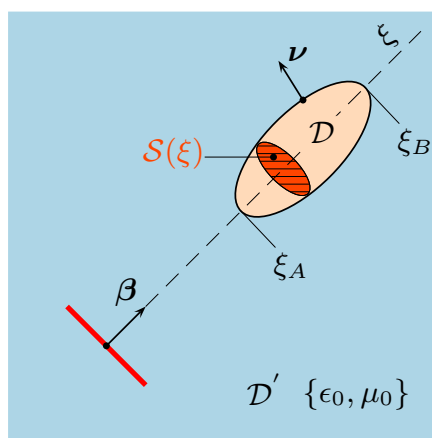
Kde :

β	... Vektor směru šíření přímé vlny dopadající na objekt [-]
$\hat{\mathbf{A}}(s)$... Laplaceův obraz identické funkce (Amplituda dopadající vlny)
α	... Vektor polarizace přímé dopadající vlny
$\mathcal{S}(c_0 t/2)$... Profilová funkce objektu [m^2]
t	... Čas [s]

Zbýlé veličiny vyskytující se ve vztazích (1.7) až (1.11) nemění svůj význam.

1.2.3 Integrovní formulace problému pro dielektrické objekty

V tomto případě uvažujeme objekt, který je definován elektrickou permitivitou $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. Materiál tohoto objektu je homogenní a izotropní. Svoji geometrií vyplňuje časově invariantní oblast \mathcal{D} , a je umístěný v prostředí \mathcal{D}' , které je stejně jako u předchozího případu též homogenní a izotropní, a je tedy definováno skalární hodnotou elektrické permitivity ϵ_0 a magnetické permeability μ_0 (viz Obr. 1.8). Integrovní formulace problematiky rekonstrukce dielektrických objektů je v základu totožná co se týče vzniku rozptýleného pole nesoucího opět informaci o vývoji plochy v jednotlivých průřezech objektu ve směru dopadající vlny s předměty ideálně vodivými.



Obr. 1.8: Rekonstruovaný dielektrický objekt, převzato z [2]

Dielektrické objekty však vykazují konečný kontrast vůči okolnímu prostředí, a proto dochází k částečnému průniku dopadající elektromagnetické vlny do objektu, kvůli čemuž nedochází k totálnímu rozptylu veškeré energie vlnění zpět do prostoru,

ale jeho část je absorbována dielektrickým objektem. Z předchozího plyne, že objekt není z důvodu absorpce vlnění definován svým povrchem $\partial\mathcal{D}$, a proto jsou v tomto případě povrchové proudy fyzikálně nahrazeny svými objemovými ekvivalenty existujícími v objemu objektu, tedy v oblasti \mathcal{D} . Lze potom využít pojmu objemové hustoty elektrického proudu. Tyto proudy stojí opět za vznikem rozptýleného pole, jehož vyzařovací charakteristika je v tomto případě popsána vztahem (1.12):

$$\hat{\mathbf{E}}_{\infty}^S(\boldsymbol{\xi}, s) = s\mu_0(\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\xi} - \mathbf{I}) \cdot \int_{\mathbf{x}' \in \mathcal{D}} \exp(s\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{x}'/c_0) [s(\epsilon - \epsilon_0)\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{x}', s)] dV(\mathbf{x}') \quad (1.12)$$

Tato rovnice byla odvozena v literatuře [2] včetně postupu získání vztahu pro profilovou funkci. Integrál ve vztahu (1.12) má tedy význam sečtení jednotlivých příspěvků od objemových elementů, z kterých je objekt složen, k výslednému rozptýlenému poli. V této rovnici vystupuje jako jedna z proměnných i hodnota celkového elektromagnetického pole, kterou však neznáme, protože je dána součtem vlny dopadající a vlny rozptýlené. Abychom byli schopni získat opět vztah pro výpočet profilové funkce (ekvivalent (1.10) pro dielektrické objekty), aplikujeme právě *Bornovu aproximaci*, která spočívá v nahrazení celkového pole $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{x}', s)$ v rovnici (1.12) polem dopadající přímé vlny $\hat{\mathbf{E}}^I(\mathbf{x}', s)$. Výsledkem této aproximace je vztah (1.13):

$$\hat{\mathbf{E}}_{\infty}^S(\boldsymbol{\xi}, s) \simeq s\mu_0(\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\xi} - \mathbf{I}) \cdot \int_{\mathbf{x}' \in \mathcal{D}} \exp(s\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{x}'/c_0) [s(\epsilon - \epsilon_0)\hat{\mathbf{E}}^I(\mathbf{x}', s)] dV(\mathbf{x}') \quad (1.13)$$

Úvahou rovinné dopadající vlny lze poté vztah (1.13) přepsat na ekvivalent (1.8) pro vodivé objekty:

$$\hat{\mathbf{E}}_{\infty}^S(-\boldsymbol{\beta}, s) \simeq s^2\mu_0\hat{\mathbf{A}}(s)\boldsymbol{\beta} \cdot \int_{\mathbf{x}' \in \mathcal{D}} \exp(-2s\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{x}'/c_0) (\epsilon - \epsilon_0)dV(\mathbf{x}') \quad (1.14)$$

Výslednou časově proměnnou vyzařovací charakteristiku rozptýleného pole lze po substituci 1.9 do 1.14 zapsat jako:

$$\mathbf{E}_{\infty}^S(-\boldsymbol{\beta}, t) \simeq -\boldsymbol{\alpha}[(\epsilon_r - 1)/2c_0] \mathcal{S}(c_0t/2) \quad (1.15)$$

Kde :

$\hat{\mathbf{E}}^I(\mathbf{x}', s)$... Intenzita elektrického pole dopadající přímé vlny v bodě \mathbf{x}' [V/m]
$dV(\mathbf{x}')$... Zdrojový elementární objem v bodě \mathbf{x}' [m ³]
ϵ_r	... Relativní permitivita ozařovaného dielektrického objektu [–]

Zbylé veličiny vyskytující se ve vztazích (1.6) až (1.11) nemění svůj význam.

1.3 Techniky rekonstrukce objektů

Tyto techniky se zabývají samotnou rekonstrukcí objektu jako takového, a vyžadují vstupní data, jež jsou nositelem informace právě o tvaru a velikosti objektu. V našem případě jsou těmito daty profilové funkce, které jsme obdrželi jako výsledek aplikace lineárních operací na odezvu objektu na realizovatelný puls (viz Kap. 1.1). Jak již bylo popsáno v úvodu, existuje mnoho technik zabírajících se touto problematikou s různými vlastnostmi. Tato podkapitola si bere za cíl vysvětlit a popsat jednu z těchto technik, jež byla programově implementována do GUI, a následně jsou prezentovány její schopnosti rekonstrukce (viz Kap. 2.4). Technika popsaná v Kap. 1.3.1 je prezentována jako "*New Algorithm of Reconstruction*" od roku 2011 v článku [4]. Kapitola 1.3.2 přináší alternativní přístup zpracování objemových dat.

1.3.1 Rekonstrukce založená na 3D pravděpodobnostní funkci

Základním principem tohoto algoritmu je využití okamžitých hodnot tří profilových funkcí pro výpočet pravděpodobnosti výskytu objemového elementu ozařovaného objektu v daném bodě prostoru. Abychom získali tuto prostorovou (dále jen 3D) pravděpodobnostní funkci je nutné provést skalární součin vektorů, kde každý z nich reprezentuje jednu profilovou funkci v daném směru ozáření objektu. Výsledkem této operace je trojrozměrné pole, kde každá z hodnot v tomto poli má význam pravděpodobnosti výskytu onoho elementu objektu na té dané pozici. Tento proces je současně s normováním 3D funkce matematicky zapsán vztahem (1.16) :

$$\mathbf{A}_{3D}(x, y, z) = \frac{\mathcal{S}_x(x) \cdot \mathcal{S}_y(y) \cdot \mathcal{S}_z(z)}{\max[\mathcal{S}_x(x) \cdot \mathcal{S}_y(y) \cdot \mathcal{S}_z(z)]} \quad (1.16)$$

Kde :

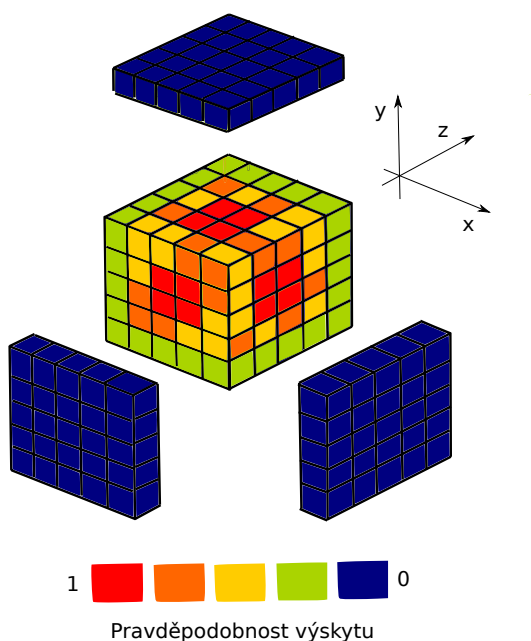
$\mathbf{A}_{3D}(x, y, z) \dots$ 3D pravděpodobnostní funkce daného objektu $[-]$

$\mathcal{S}_x(x) \dots$ Profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření x $[\text{m}^2]$

$\mathcal{S}_y(y) \dots$ Profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření y $[\text{m}^2]$

$\mathcal{S}_z(z) \dots$ Profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření z $[\text{m}^2]$

Po vynásobení vztahu (1.16) stem získáme vyjádření \mathbf{A}_{3D} funkce v $[\%]$. Nyní je známo s jakou pravděpodobností se v jakém bodě objekt reálně vyskytuje. Nedá se však říci, že známe tvar objektu případně, že objekt je nyní zrekonstruovaný, a to i přesto, že v mnoha případech tvar 3D pravděpodobnostní funkce může tvar předmětu naznačovat. Známe totiž pouze diskrétní 3D rozložení pravděpodobnosti jeho výskytu, které je ilustrováno na Obr. 1.9, kde modré krychle znázorňují hranici na které je pravděpodobnost výskytu objektu blízká nule.



Obr. 1.9: Význam 3D pravděpodobnostní funkce neznámého objektu

V dalším kroku je tedy nutné přejít k samotné rekonstrukci, která spočívá ve výběru směru x, y nebo z , ve kterém bude rekonstrukce probíhat. Současně s tímto výběrem známe i rekonstrukční rovinu, ve které se objekt bude postupně rekonstruovat. Každou z těchto rovin ve směru rekonstrukce je třeba vzorkovat s danými kroky a v jednotlivých iteracích tak zvyšovat vypočtenou plochu, kterou je následně nutné vždy porovnat s okamžitou hodnotou profilové funkce odpovídající směru rekonstrukce pro danou iteraci.

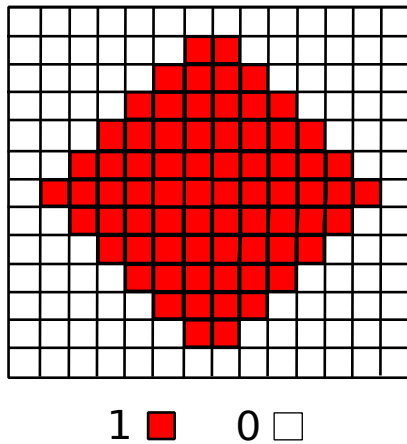
Vztah popisující rekonstrukci objektu ve směru z znázorňuje vztah (1.17):

$$\sum_x \sum_y \delta x \delta y = \mathcal{S}_z(z) , \quad (x, y) \in \mathcal{D} \quad (1.17)$$

Kde :

δx ... Vzorkovací krok ve směru x [m]
 δy ... Vzorkovací krok ve směru y [m]
 \mathcal{D} ... Objektem vyplněná oblast

Pro zbylé možné směry rekonstrukce je vztah obdobný. Pouze dochází ke změně vzorkovací roviny a referenční profilové funkce objektu. Vztah (1.17) lze považovat za převodní vztah \mathbf{A}_{3D} funkce objektu na jeho výslednou podobu, která je v binární formě. Důležité je také poznamenat, že tento vztah je velmi vhodné aplikovat již od počátku na pozicích diskrétní \mathbf{A}_{3D} funkce s jejími nejvyššími hodnotami a postupně směřovat k pravděpodobnostem nižším. Na těchto pozicích je tedy zapisována binární hodnota "1". V momentě, kdy plocha získaná vzorkovacími kroky v jednotlivých iteracích je rovna nebo vyšší než okamžitá hodnota profilové funkce, případně byl dosažen uživatelem nastavený pravděpodobnostní práh (viz Kap. 2.3.5), dochází k přechodu na další rovinu v daném směru rekonstrukce a ostatní hodnoty jsou automaticky nastaveny jako binární "0". Problémem je tak koexistence obou podmínek (viz Kap. 1.3.2).



Obr. 1.10: Příklad jedné binárně rekonstruované roviny

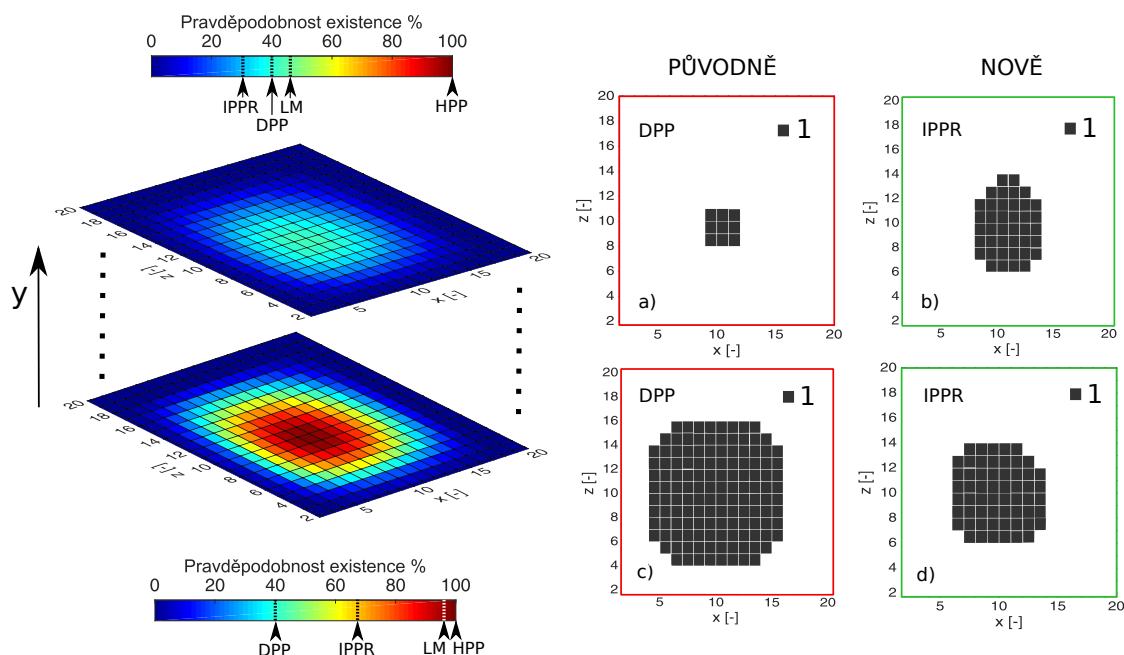
1.3.2 Alternativa zpracování 3D pravděpodobnostní funkce

Pomocí výše popsané rekonstrukční techniky lze provést výpočet odhadu tvaru objektu v binární podobě, přičemž v procesu rekonstrukce každé z rovin existují dvě podmínky. Při dosažení alespoň jedné z těchto podmínek dochází k ukončení daného iterativního cyklu. Splnění jedné podmínky však nevylučuje nutnost druhé.

První podmínkou je kontrola růstu plochy, která se iterativně zvětšuje v každém kroku dle vztahu (1.17) a porovnává se s příslušující hodnotou vypočítané profilové funkce. Tato podmínka je v této alternativní verzi algoritmu zcela ignorována.

Zcela zásadní změna tak přirozeně nastává u druhé podmínky, kterou je způsob využití pravděpodobnostního prahu (dále jen PP) pro ukončení daného cyklu. Uvažovaná rekonstrukční technika v základní verzi využívá pouze jeden jediný PP pro rekonstrukci celého objektu z dané \mathbf{A}_{3D} funkce, jejíž elementy v jednotlivých řezech s maximálními hodnotami pravděpodobnosti výskytu tzv. *lokální maxima* – (dále jen LM) této funkce, se vzájemně velikostně liší.

Tyto maxima se mohou napříč celou funkcí v daném směru rekonstrukce pohybovat od hodnoty 0 % až po možné maximum 100 %. Pro budoucí testování jsou uvažovány dva PP. Již zmíněný dolní PP (dále jen DPP) a horní PP (dále jen HPP). Níže na Obr. 1.11 jsou vidět dva řezy \mathbf{A}_{3D} funkcí s $LM \approx 95\%$ a $LM \approx 45\%$. Také byly nastaveny hodnoty $DPP = 40\%$ a $HPP = 100\%$.



Obr. 1.11: Alternativa rekonstrukce objektu z jeho \mathbf{A}_{3D} funkce ($V_{LM} = 0,7$)

Interval uvažovaných hodnot LM v jednotlivých řezech \mathbf{A}_{3D} lze nastavit dle (1.18) :

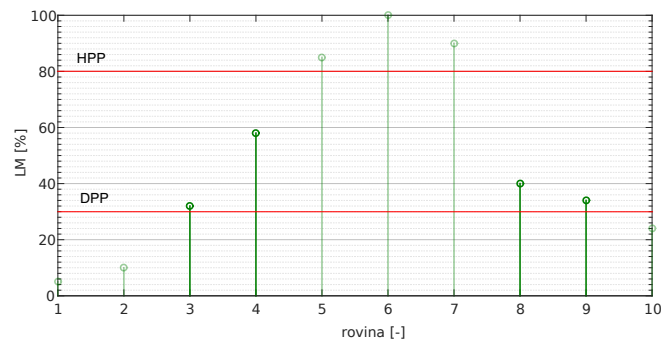
$$LM \in \langle 0 ; 100 \rangle \rightarrow LM \in \langle DPP ; HPP \rangle \quad (1.18)$$

Kde :

LM ... Lokální maximum pravděpodobnosti \mathbf{A}_{3D} v dané rovině [%]

DPP ... Nastavený dolní pravděpodobnostní práh [%]

HPP ... Nastavený horní pravděpodobnostní práh [%]



Obr. 1.12: Ukázka vlivu parametrů DPP a HPP na interval možných hodnot LM

V původní verzi algoritmu je při dosažení nastaveného DPP v dané rovině ukončen daný cyklus a přechází se na další rovinu. Z tohoto důvodu v souvislosti s Obr. 1.11 a hodnotami $LM \approx 95\%$ a $DPP = 40\%$ dojde k zápisu binární hodnoty "1" do všech buněk daného pole (roviny) s hodnotou pravděpodobnosti $\geq 40\%$, jejichž četnost je vysoká (Obr. 1.11 případ c). Tímto způsobem dochází k vysoké (nebo příliš nízké) výpočetní náročnosti a tomu neúměrně nízké přesnosti výsledné rekonstrukce. Důvodem jsou ne zcela přesné vypočítané profilové funkce, které slouží jako referenční při testování podmínky dosažené plochy, která je v tomto alternativním případě nahrazena vhodným nastavením rekonstrukčních parametrů (viz dále). U původní metody je z tohoto důvodu zavedena korekce této referenční profilové funkce parametrem m (viz vztah (2.3)). Jde tedy o koexistenci obou podmínek.

Nový přístup však předpokládá, že při vyšších hodnotách LM se skutečná oblast vyplněná neznámým objektem nerozpíná směrem k nižším pravděpodobnostem (zde DPP), ale je soustředěna v oblasti okolo LM, a že velikost této oblasti je na LM závislá a vytváří tak nový PP pro danou rovinu (Obr. 1.11 případ d).

Pro případ $LM \approx 45\%$ a $DPP = 40\%$ v původní verzi algoritmu nastane to samé jako v předchozím případě. Dojde k zápisu binárních hodnot "1" do buněk daného

pole (roviny) s hodnotou pravděpodobnosti $\geq 40\%$, jejichž četnost však není vysoká z důvodu nízké hodnoty LM (Obr. 1.11 případ a). Zde nový přístup naopak předpokládá, že skutečná oblast vyplněná objektem se rozpíná pod hodnotu 40 % a její velikost je opět závislá na hodnotě daného LM (Obr. 1.11 případ b). Podmínka dosažené plochy je tak nahrazena závislostí velikosti plochy na LM.

Jinými slovy u všech rovin s LM je předpokládána existence objektu v určitém tolerančním poli závislém na daném LM a nikoliv jednoznačně a pevně nastaveném DPP. Toto toleranční pole vytváří pro každou rovinu individuální PP roviny (dále jen IPPR) , který je závislý na daném LM dle vztahu (1.19) :

$$\text{IPPR} = V_{LM} \text{LM} \quad (1.19)$$

Kde :

IPPR ... Individuální pravděpodobnostní práh roviny [%]
 V_{LM} ... Váhovací koeficient LM dané roviny $\rightarrow V_{LM} \in \langle 0; 1 \rangle [-]$

Z výše uvedeného je zřejmé, že hodnoty váhovacího koeficientu V_{LM} by neměly nabývat libovolných hodnot ze svého intervalu pro jednotlivé roviny \mathbf{A}_{3D} funkce. Hodnoty tohoto koeficientu by měly být voleny v závislosti na LM každé z rovin, a to právě za účelem zajištění individuality IPPR pro každou rovinu. Tento problém je řešen vytvořením diskrétní závislosti (1.20) :

$$V_{LM} = f(LM) \quad (1.20)$$

Matematicky se jedná o lineární závislost, kterou lze graficky vyjádřit přímkou. V souvislosti s faktem, že hodnota koeficientu V_{LM} musí být co nejlépe přizpůsobena co do velikosti LM, je třeba provést definici lineární závislosti (1.20) ve dvou intervalech hodnot LM zvlášť. V tento moment tedy vznikají vektory \mathbf{LM}_{50} a \mathbf{LM}_{100} , jejichž složkami jsou jednotlivé hodnoty LM. Tyto závislosti popisují vztahy (1.21) a (1.22):

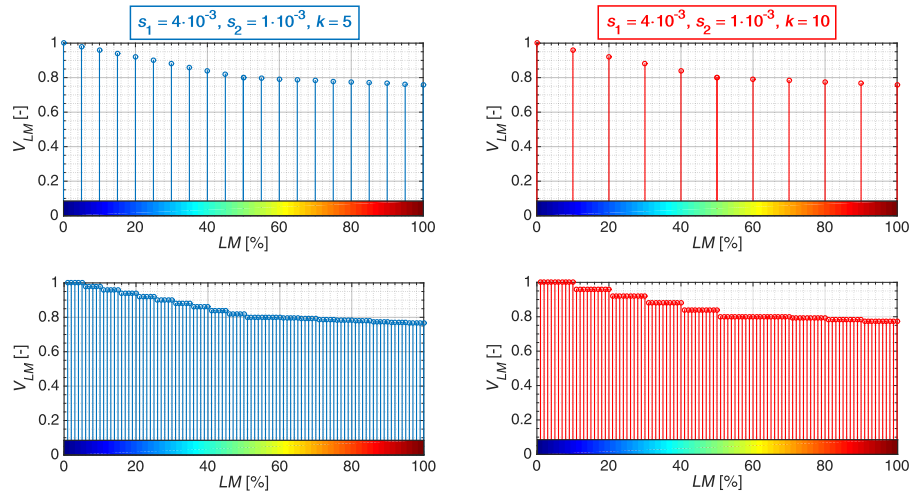
$$\mathbf{V}_{LM_{50}} = 1 - s_1 \mathbf{LM}_{50} \quad (1.21)$$

$$\mathbf{V}_{LM_{100}} = 1 - s_2 \mathbf{LM}_{100} \quad (1.22)$$

Kde :

$\mathbf{V}_{LM_{50}}$... Vektor váhovacích koeficientů pro roviny \mathbf{A}_{3D} s $LM \in \langle 0; 50 \rangle \% [-]$
$\mathbf{V}_{LM_{100}}$... Vektor váhovacích koeficientů pro roviny \mathbf{A}_{3D} s $LM \in (50; 100] \% [-]$
s_1	... Směrnice přímky v intervalu $LM \in \langle 0; 50 \rangle \% [-]$
s_2	... Směrnice přímky v intervalu $LM \in (50; 100] \% [-]$
\mathbf{LM}_{50}	... Vektor lokálních maxim s $LM \in \langle 0; 50 \rangle \% [\%]$
\mathbf{LM}_{100}	... Vektor lokálních maxim s $LM \in (50; 100] \% [\%]$

Zmíněným přizpůsobením váhovacího koeficientu je myšlený proces, při kterém lineárně platí, že čím nižší hodnota LM byla v daném řezu nalezena tím menší je toleranční pole a tím vyšší tedy musí být hodnota váhovacího koeficientu tohoto LM pro výpočet IPPR. Pro vyšší hodnoty LM platí tento proces obdobně. Z výše uvedených rovnic plynou parametry, které je třeba vhodně parametrizovat při pokusu o výslednou rekonstrukci. Grafické znázornění vztahů (1.21) a (1.22) je na Obr. 1.13 nahoře. Zde jsou zřejmé oba intervaly v nichž se liší směrnice s_1, s_2 obou přímek.



Obr. 1.13: Znázornění variabilních závislostí pro přizpůsobení V_{LM} k danému LM

Abychom zajistili větší variabilitu při testování, je umožněno okolo každého vzorku přímek vytvořit subinterval, jehož velikost je nastavitelná. Tento subinterval vytváří podmnožiny LM. Členy těchto podmnožin jsou jednotlivé vzorky na Obr. 1.13 dole. Členy patřící do stejné podmnožiny mají přiřazenu stejnou hodnotu váhovacího koeficientu V_{LM} jak je z grafů patrné. Změnou směrnic s_1, s_2 je tak ještě navíc možné v obou intervalech zvlášť přizpůsobovat velikosti váhovacích koeficientů k jednotlivým LM v jednotlivých subintervalech, které jsou dány krokem k .

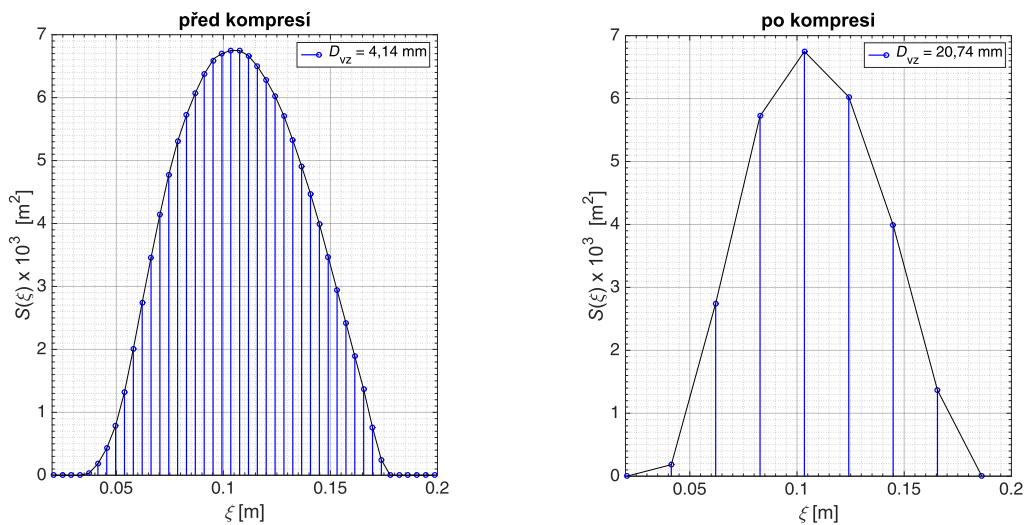
1.4 Vliv komprese vstupních dat na výsledné rozměry

Vstupní data jsou zpravidla nositelem velkého množství informací a detailů, které v konečném důsledku nejsme schopni ocenit a vnímat. Z tohoto důvodu je využívána komprese vstupních dat, pomocí které je možné nadbytečná data odstranit a ovlivnit množství zpracovávaných dat. S tím souvisí časová náročnost zpracování a také výsledná kvalita v tomto případě zrekonstruovaného objektu.

Našimi vstupními daty jsou získané odezvy elektrické složky elektromagnetického pole. Tyto odezvy však nejsou příliš složitě zpracovávány. Na odezvy jsou pouze aplikovány inverzní lineární operace (viz Obr. 1.4). Výsledkem jsou profilové funkce u kterých je důležitá vzorkovací perioda D_{VZ} [m], protože zpracováním těchto funkcí jsou získána objemová data v podobě A_{3D} funkce samotného objektu, z kterých probíhá finální rekonstrukce, u které se výpočetní náročnost projeví nejvíce.

Tato vzorkovací perioda má význam vzorkovacích kroků δx , δy ve vztahu (1.17). Pokud jsou všechny profilové funkce vzorkovány se stejnou periodou D_{VZ} , potom nezávisle na dále vybraném směru rekonstrukce objektu platí mezi těmito veličinami rovnost $D_{VZ} = \delta x = \delta y = \delta z$. Pro dodržení této rovnosti bude dále vzorkovací perioda D_{VZ} pro všechny související profilové funkce totožná a základním stavebním elementem výsledného objektu tak bude krychle o rozměrech dle Obr. 1.15 vlevo.

Profilové funkce jsou diskrétními signály, ale v souvislosti s jejich významem jsou jednotlivé vzorky mezi sebou interpolovány a funkce je prezentována jako spojitá, přičemž se stále zpracovává diskrétně – Obr. 1.14. Komprese je docílena decimací vzorků původní profilové funkce s daným decimálním faktorem M .

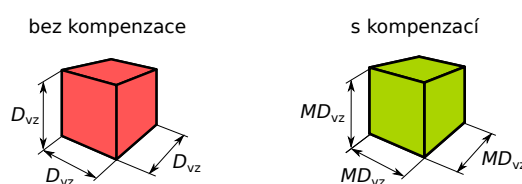


Obr. 1.14: Vliv decimace vzorků původní profilové funkce s faktorem $M = 5$

Pro větší přívětivost naprogramovaného GUI (viz Kap. 2.3) je decimální faktor M přepočten na procentuální kompresi původní profilové funkce dle (1.23):

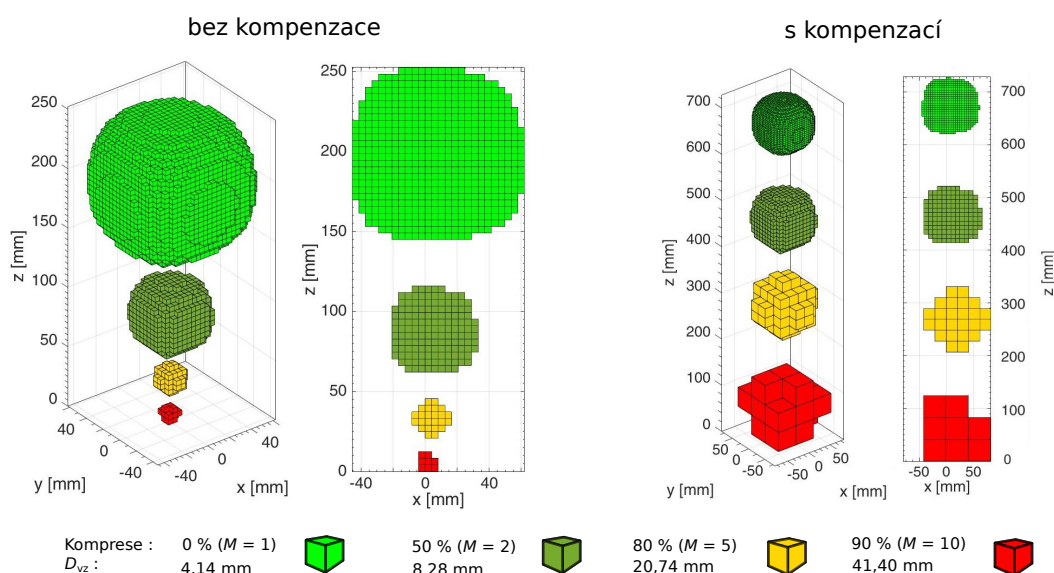
$$komprese [\%] = \left(1 - \frac{1}{M}\right) \cdot 100 \quad (1.23)$$

Míra komprese má zásadní vliv na kvalitu výsledného odhadu tvaru objektu ve smyslu jemnosti s jakou je objekt zrekonstruován. Ovšem podstatnou informaci v podobě odhadu jeho reálného rozměru by neměla ovlivňovat vůbec, a proto je nutné provést kompenzaci rozměru každého stavebního elementu dle Obr. 1.15 vpravo :



Obr. 1.15: Kompenzace nežádoucího vlivu komprese na rozměry objektu

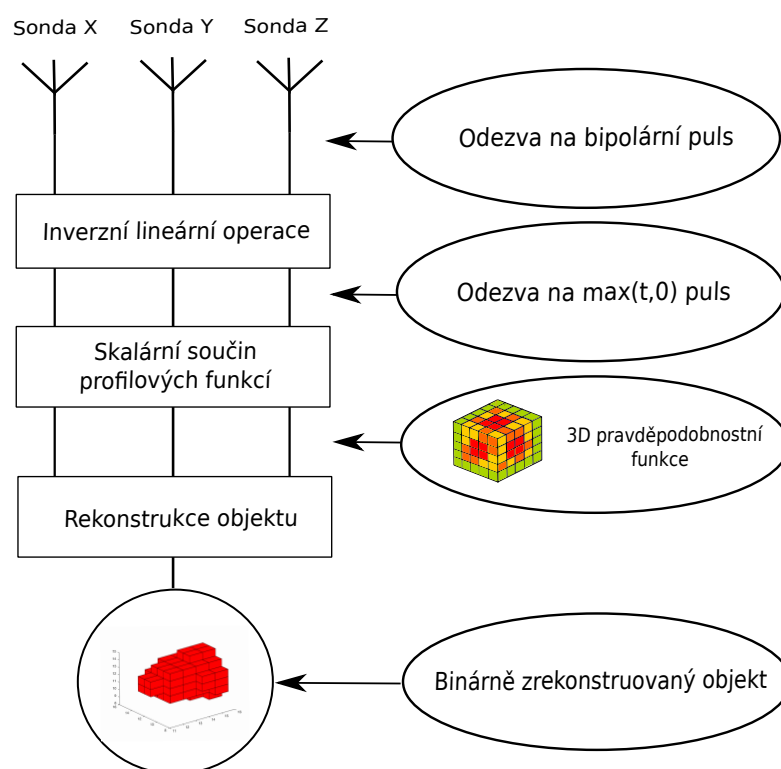
Tato tvrzení jsou nejlépe pozorovatelná na Obr. 1.16, kde je uveden ilustrační příklad rekonstruované koule o skutečném průměru 100 mm pro různé hodnoty komprese bez její kompenzace a s kompenzací. Lze si všimnout, že na Obr. 1.16 (vlevo) je rozměr koule s kompresí 0 % stejný jako rozměr koule s kompenzací komprese 50 % avšak rozdíl je právě v oné jemnosti rekonstrukce.



Obr. 1.16: Ilustrace výsledného vlivu použití stavebních elementů bez a s kompenzací

2 Praktická část rekonstrukce tvaru objektů

V této praktické části práce je popsán celý postup rekonstrukce tvaru objektů vycházející z teoretické části. Důraz je kladen jak na využití *Kirchhoffovy* a *Bornovy* aproximace rozptýleného elektromagnetického pole pro objekty z odlišnými materiálovými vlastnostmi (viz Kap. 1.2.2 a Kap. 1.2.3), tak na samotné využití pravděpodobnostní metody rekonstrukce (viz Kap. 1.3.1). Dále je v této kapitole prezentováno GUI naprogramované v interaktivním programovém prostředí MATLAB R2015a. Obecné blokové schéma ilustrující celý postup rekonstrukce od ozáření objektu až po jeho výslednou rekonstrukci znázorňuje Obr. 2.1, přičemž nastavení ozáření objektu je popsáno v Kap. 2.1.

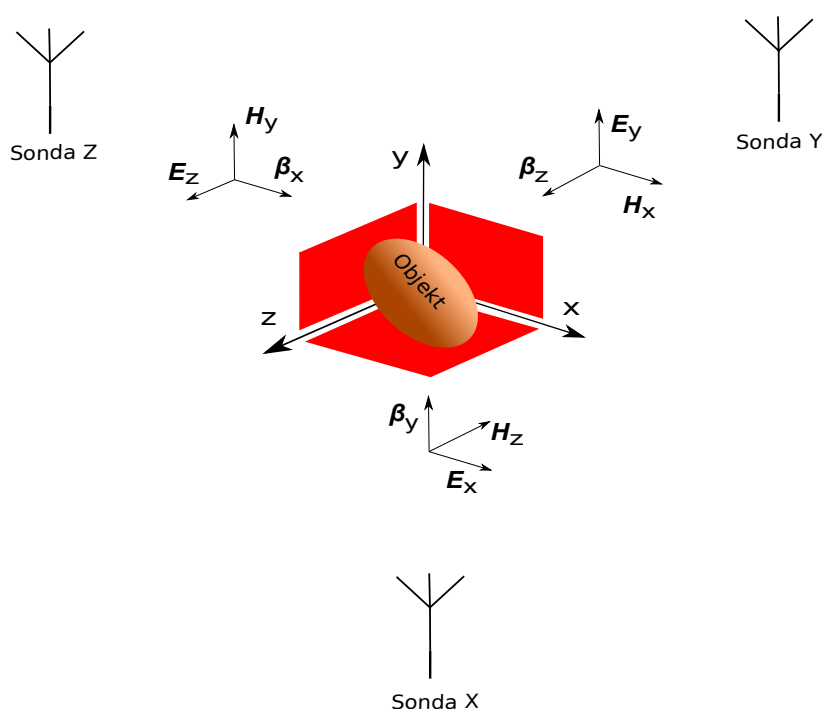


Obr. 2.1: Blokové schéma znázorňující proces rekonstrukce objektu

Na Obr. 2.1 si lze všimnout, že celý proces rekonstrukce probíhá ve třech základních krocích, které jsou značeny blokově. V prvním kroku je nutné získat odezvu objektu na ozáření bipolárním pulsem. Následuje aplikace inverzních lineárních operací na tento puls za účelem získání odezev na $\max(t,0)$ puls, jimiž jsou profilové funkce, které se dále zpracovávají algoritmy podrobněji popsány níže.

2.1 Simulace ozáření objektů

Proces ozáření objektu a získání odezvy byl simulován v programu CST Microwave Studio. Charakter vlnění, kterým byl objekt ozařován je vysvětlen v Kap. 1.2.1 . Pouze poznamenejme, že v CST byla použita rovinná vlna a tím pádem byl zaručen příjem správné odezvy. Navíc je vhodné zdůraznit samotný mechanismus ozáření. V Kap. 1.1 bylo poznamenáno, že pro věrohodnou rekonstrukci objektu postačují odezvy ze tří vzájemně ortogonálních směrů. Předchozí řádky jsou graficky shrnuty na Obr. 2.2, kde si lze také všimnout transversálního charakteru na objekt dopadající elektromagnetické vlny.



Obr. 2.2: Mechanismus ozáření objektu v CST Microwave Studio

Na tomto obrázku je také naznačena polarizace na objekt dopadající vlny, která je horizontální nebo vertikální. V principu není nutné rozlišovat, která z nich je použita, ale je nutné této volbě přizpůsobit polarizaci antén přijímajících onu odezvu, označených jako sondy. Pro upřesnění je význam veličin na Obr. 2.2 následující:

$\mathbf{E}_{x,y,z} \cdots$ Vektor intenzity elektrického pole [V/m]

$\mathbf{H}_{x,y,z} \cdots$ Vektor intenzity magnetického pole [A/m]

$\beta_{x,y,z} \cdots$ Vektor směru šíření vlny [–]

Jako výchozí objekt s potenciaálně neznámým tvarem byla ve zjednodušené formě namodelována struktura "1" tvaru bomby s nijak netypizovanými rozměry, která je uvedena na Obr. 2.3. Zkoumaná struktura "2" obsahující dva objekty je též na Obr. 2.3. Při simulaci byl uvažován izotropní homogenní materiál obou struktur, které byly umístěny ve vakuu. Simulace byla prováděna pro dvě materiálová složení. V případě simulace vodivého objektu byla nastavena jako materiál dokonale elektricky vodivá vrstva (PEC). Pro případ dielektrického objektu byl zvolen hojně využívaný polykarbonát s hodnotou $\epsilon_r = 2,9$. Tvar objektů byl volen tak, aby bylo možné hodnotit schopnosti metody použité pro jeho rekonstrukci. Součástí modelu "1" jsou tedy jak detaily v podobě stabilizátorů v zadní části, tak zakřivení, které při ozáření varianty PEC v daném směru zajistí existenci oblasti stínu. Bližší informace o struktuře "1" jsou uvedeny v Kap. 2.4.1. U struktury "2" jsou v Kap. 2.4.2 odhaleny další nepříznivé jevy vznikající při pokusech rekonstruovat více objektů současně.



Obr. 2.3: Struktury namodelované v CST představující rekonstruované objekty

Obě struktury byly simulovány v časové oblasti, a proto byl zvolen řešící modul "*Time Domain Solver*". Před začátkem simulace bylo nutné nastavit okrajové podmínky a frekvenční rozsah, ve kterém simulace probíhala. Co se týče okrajových podmínek, tak v obou případech byla na všech hranicích zvolena tzv. podmínka "*open (add space)*", která zajišťuje volný prostor pro šíření dopadajícího a zpětného celkového elektromagnetického pole následně detekovaného vloženou sondou.

Problematika nastavení frekvenčního rozsahu je relativně složitějším úkonem, protože rozhodujícím faktorem jsou rozměry ozařovaného objektu (které nejsou známy) vůči vlnové délce vlny. S tímto faktem souvisí frekvenční závislost efektivní odrazné plochy radarového záření RCS ("*Radar Cross Section*"), která se pro objekty neelementárního tvaru zjišťuje experimentálně kvůli výpočetní náročnosti a složitosti. Dle článku [4] jsou pro rekonstrukci tvaru rozhodující dva typy rozptylu. Prvním je tzv. *Rayleighův rozptyl*, který vzniká pokud je délka vlny větší než samotná struktura a povrchové proudy přetékají vlivem změny vnějšího pole přes

celou strukturu sem a tam. Struktura má chování podobné dipólu a vyzařuje do všech směrů. Druhý typ rozptylu vzniká v tzv. *rezonanční oblasti*, kde je vlnová délka přibližně srovnatelná s rozměry objektu.

Dle velikosti ozařovaných objektů (viz Obr.2.16 a Obr. 2.42), ale také zejména časově velmi krátkých vysílaných pulsů, jejichž využití v praxi by vedlo na použití UWB systémů, bylo zvoleno pásmo 0 - 10 GHz.

2.2 Průběhy vysílaných pulsů

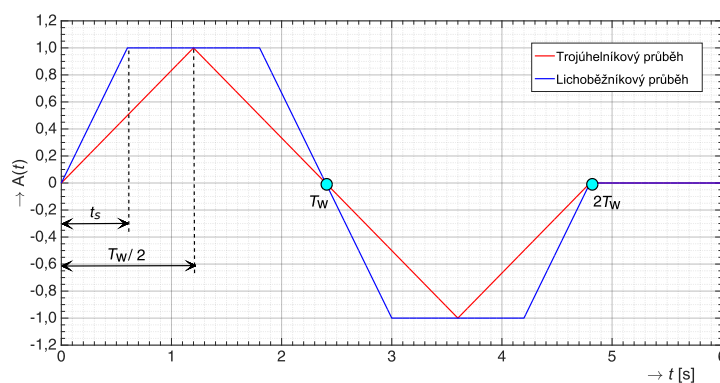
Průběhy vysílaných pulsů musí splňovat podmínky rozepsané pro trojúhelníkový průběh v Kap. 1.1. Tento průběh byl využit k prvotním pokusům při rekonstrukci objektu tvaru *Bomba*, které jsou i s výsledky prezentovány v Kap. 2.4.1.

Za účelem ověření možnosti použít puls obecného průběhu a zkoumání vlivu této změny na výslednou rekonstrukci, byla provedena definice dalšího bipolárního pulsu. Je však nutné dodržet postup jeho vytvoření aplikováním lineárních operací na $\max(t,0)$ puls. Tímto pulsem je lichoběžníkový bipolární puls.

Oba tyto pulsy jsou pro účely simulací v CST vždy normovány vůči své maximální hodnotě. Parametry jsou doba trvání pulsu $2T_W$ [s], která souvisí se vzdáleností r [m] skrz rychlost šíření vlny volným prostorem c_0 [m/s] dle vztahu (2.1) :

$$2T_W = \frac{r}{c_0} \quad (2.1)$$

Na Obr. 2.4 je provedena grafická definice obou zmíněných pulsů včetně vyznačené doby $2T_W$, ale také parametru t_s , který je popsán dále :



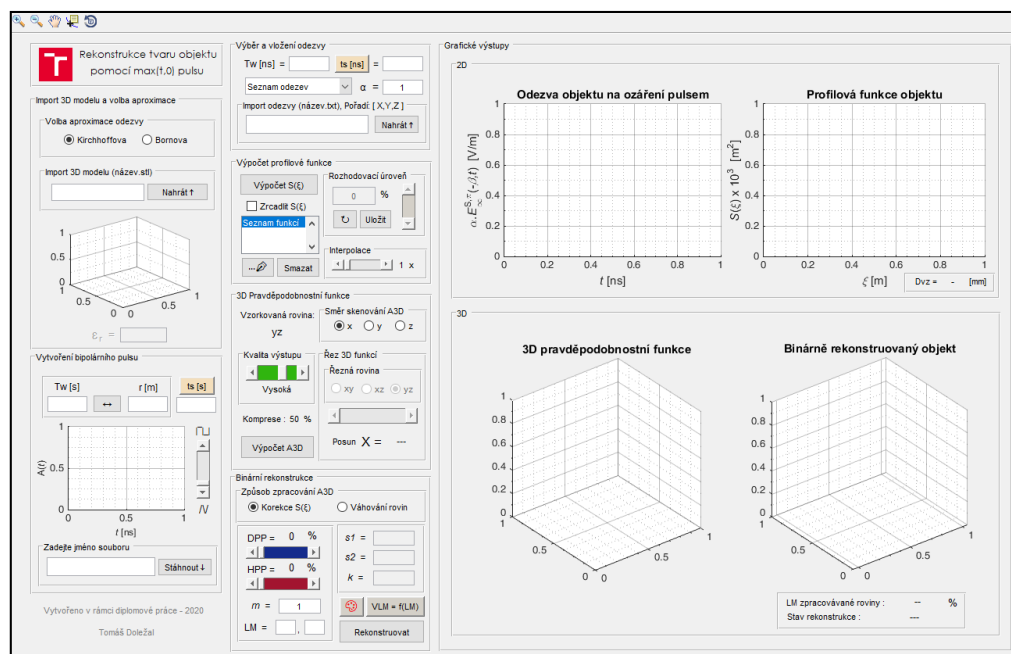
Obr. 2.4: Grafické zobrazení průběhů vysílaných pulsů a definičních parametrů

Parametrem jenž definuje lichoběžníkový signál je parametr t_s [s], který má význam doby trvání náběžné hrany tohoto pulsu. Obecně vzato se v limitním případě jedná o obdélníkový bipolární puls, kterého však nelze dosáhnout. Doby trvání t_s je možné zadávat přímo v sekundách nebo parametr zadat nepřímo jakožto zlomek doby T_W parametrem SF [-] ("slope factor") dle vztahu (2.2) :

$$t_s = \frac{T_W}{SF} \quad \text{kde} \quad SF \geq 2 \Leftrightarrow t_s \leq T_W/2 \quad (2.2)$$

2.3 Grafické uživatelské rozhraní

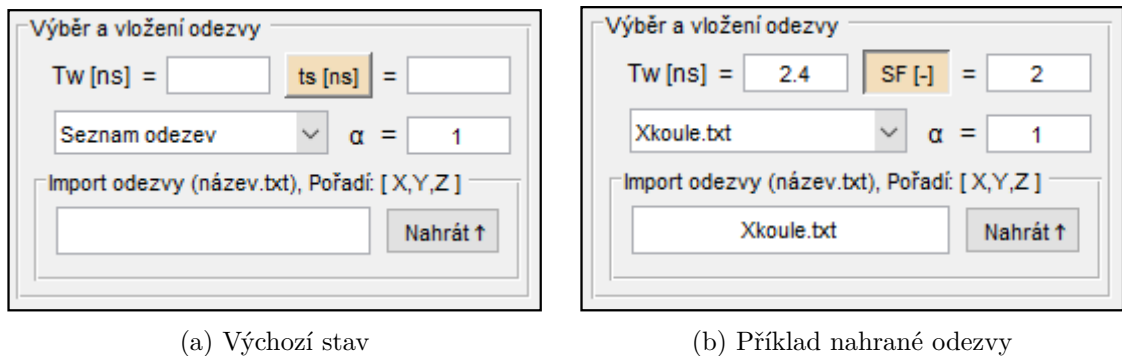
Tato kapitola popisuje grafické uživatelské rozhraní GUI (z angl. *Graphical User Interface*) navržené v softwaru MATLAB R2015a. Popsány jsou jednotlivé bloky a jejich účel v procesu rekonstrukce. Vzorovým tvarem je koule o průměru 100 mm. Na pozadí GUI je implementován kód pro výpočet profilových funkcí objektu z odezev celkového zpětně přijatého elektromagnetického pole na uživatelem zvolený vysílaný puls dle Kap. 2.2. Součástí kódu je též algoritmus pro samotnou rekonstrukci objektu metodou založenou na 3D pravděpodobnostní funkci (viz Kap. 1.3.1). Výchozí stav rozhraní je prezentován na Obr. 2.5 :



Obr. 2.5: Výchozí stav GUI po spuštění

2.3.1 Výběr a vložení odezvy

Tento blok slouží pro nahrání časových odezev ve formátu *.txt* a vložení parametrů použitého vysílaného pulsu. Při nahrávání je třeba mít tento soubor nahraný ve stejné složce spolu s hlavním souborem nazvaným *Rekonstrukce_objektu_GUI_i.m*. Jednotlivé odezvy je doporučeno nahrávat v pořadí, jenž odpovídá směřům ozáření X, Y, Z. Pro správnou rekonstrukci objektu to však není bezpodmínečně nutné. Důsledkem je změna souřadného systému obklopujícího výsledný rekonstruovaný objekt. Výchozí stav ilustruje Obr. 2.6a. Příklad vložené odezvy je na Obr. 2.6b.

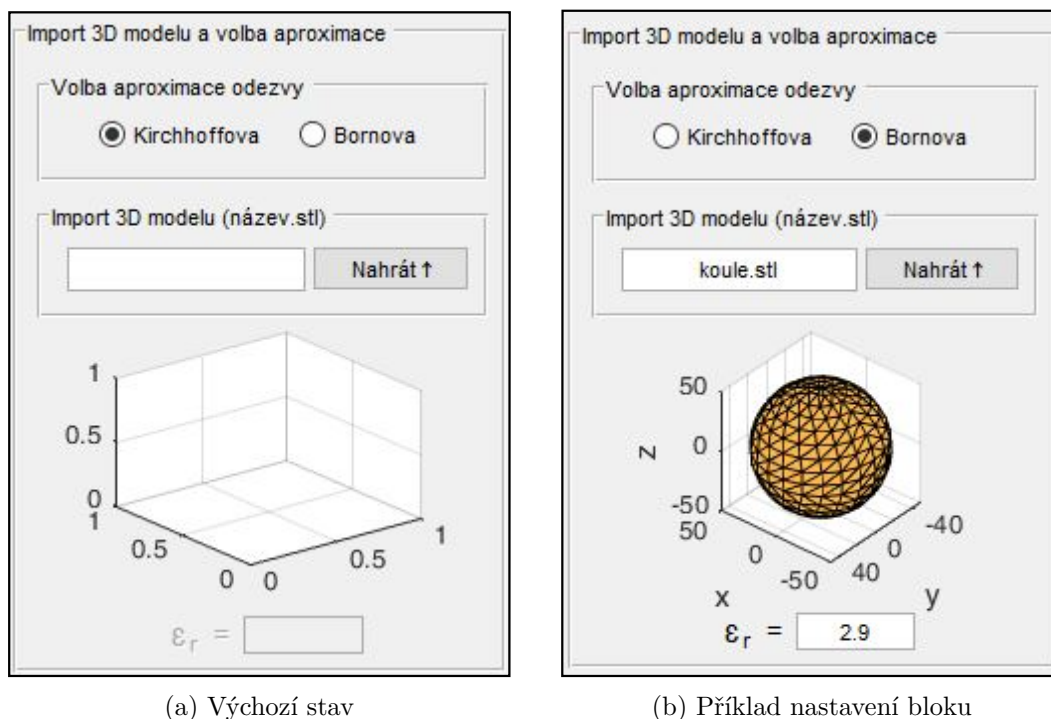


Obr. 2.6: Blok pro vložení odezvy a definici použitého vysílaného pulsu

Všechny nahrané odezvy, jsou uloženy ve vyvolávacím menu *Seznam odezev*, ze kterého lze jednotlivé odezvy volat a vykreslovat je v příslušném grafu nebo je naopak skrýt a vykreslit pouze ty žádané. Při definici použitého pulsu je nutné zadat dobu T_W [ns] a vektor polarizace, respektive jeho složky (např. $\alpha_{x,y,z} = \{1; 0; -1\}$). Pokud $\alpha_x = 1$, pak vektor intenzity elektrického pole je orientován souhlasně s polarizací sondy. Pokud $\alpha_z = -1$, pak je vektor intenzity elektrického pole pootočen o 180° vůči polarizaci sondy. Nastavení polarizace a poté zde zadávané hodnoty $\alpha_{x,y,z}$ je součástí simulace v CST. Dále je potřeba vložit dobu trvání náběžné hrany použitého pulsu. K tomu lze využít parametr t_s nebo SF (viz Kap. 2.2).

2.3.2 Import 3D modelu a volba aproximace

V této části je před výpočtem profilových funkcí z nahraných odezev nezbytné zvolit vhodný typ aproximace pole na základě materiálového složení objektu. Jako výchozí je zde nastavena *Kirchhoffova aproximace*, která je vhodná pro vodivé objekty. V případě volby *Bornovy aproximace* je uživatel vyzván k zadání hodnoty ϵ_r . Výchozí blok ilustruje Obr. 2.7a. Import originálního objektu je možný ve formátu *.stl*. Před importem je třeba mít příslušný soubor uložen v adresáři spolu s hlavním souborem.





Obr. 2.7: Blok pro nastavení aproximace a import 3D modelu

Při exportu modelu ve formátu *.stl* z programu CST je vhodné kvůli úspoře paměti provést konverzi sítě objektu na hrubší variantu. K tomu lze využít například webové stránky <https://www.meshconvert.com/>. Příklad volby *Bornovy aproximace* v tomto bloku ilustruje Obr. 2.7b.

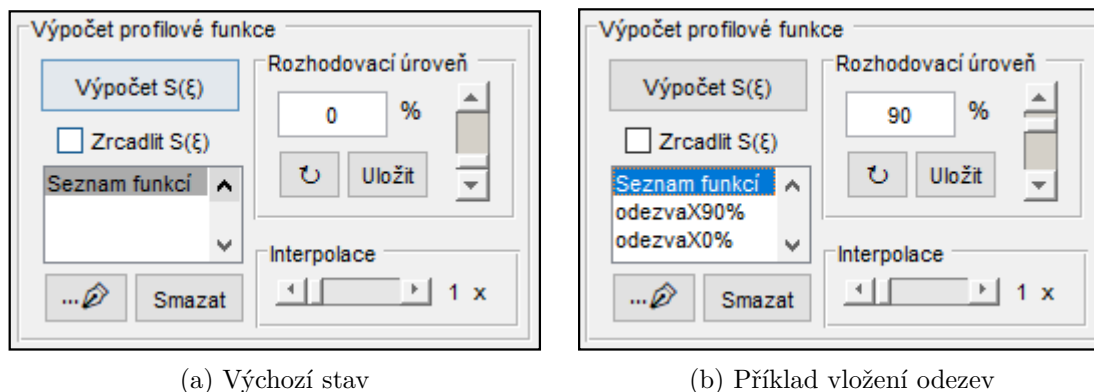
2.3.3 Výpočet profilové funkce

Výstupem tohoto bloku jsou profilové funkce vypočtené z předchozích vložených odezví. Algoritmus výpočtu těchto funkcí spočívá v aplikaci inverzních lineárních operací na získanou odezvu dle blokového schématu na Obr. 2.1. Princip je popsán v Kap. 1.1. Po výpočtu dané profilové funkce lze zvolit procentuální rozhodovací úroveň, která provede filtraci nežádoucích hodnot profilové funkce dle Obr. 2.9.

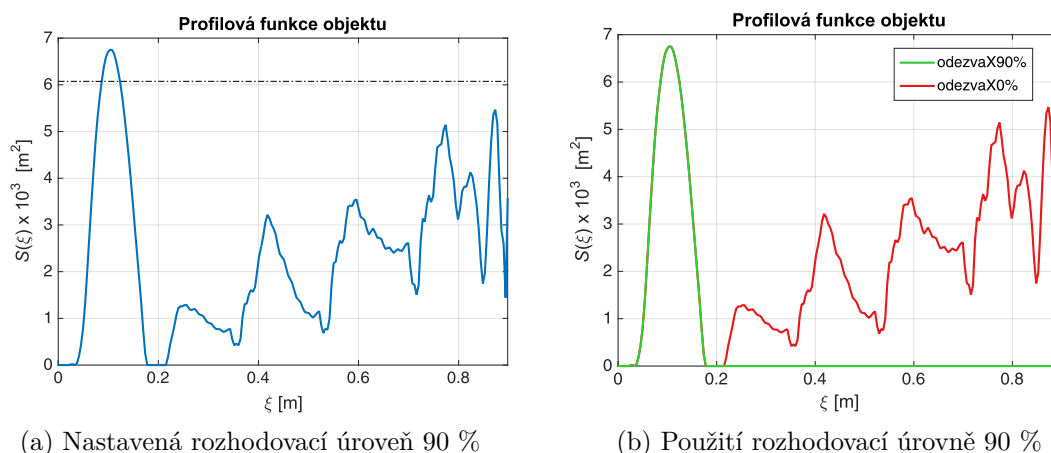
Po stisku tlačítka  je tato rozhodovací úroveň aplikována na daný průběh, a je zobrazen výsledek, u kterého je možné dále tuto úroveň upravit nebo výsledný průběh uložit do seznamu profilových funkcí.

Po uložení je možné v tomto seznamu editovat názvy jednotlivých funkcí a také zobrazovat žádané průběhy graficky (Obr. 2.8). Přejmenování lze provést výběrem dané funkce ze seznamu a stiskem tlačítka . Vzorky funkcí je také umožněno interpolovat a tím zvýšit maximální možné rozlišení finálního odhadu.

Při detailní rekonstrukci symetrického objektu lze využít zrcadlení profilové funkce podle její maximální hodnoty zaškrtnutím volby ☐ Zrcadlit $S(\xi)$ (viz Obr. 2.39).



Obr. 2.8: Blok pro úpravu, výpočet a následné uložení profilových funkcí

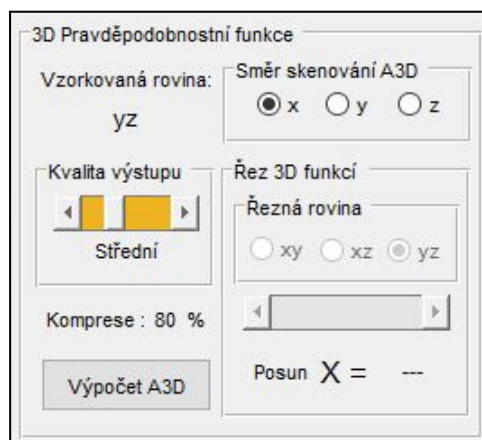


Obr. 2.9: Příklad profilové funkce objektu *Koule* – $D_{VZ} = 2,4$ mm

2.3.4 3D pravděpodobnostní funkce

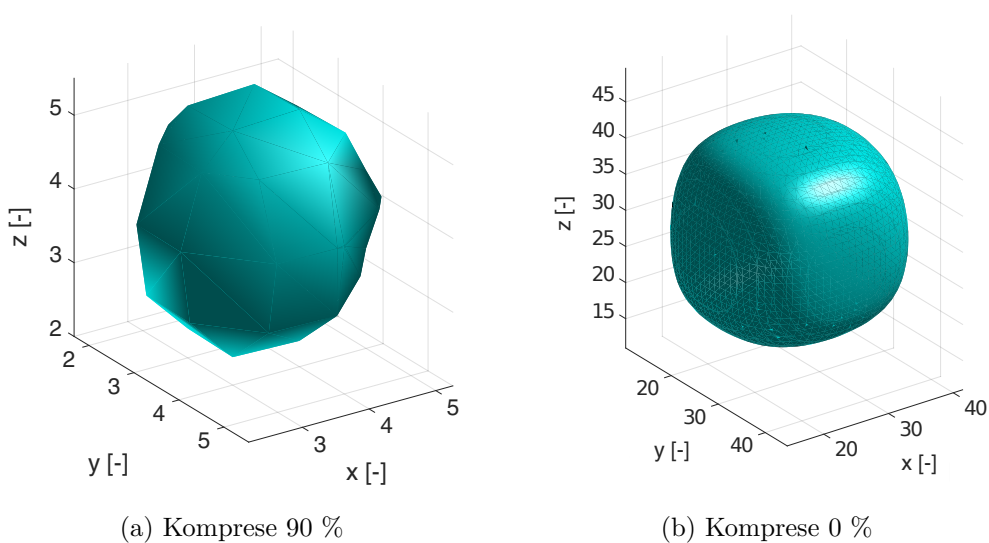
Úkolem tohoto bloku je z uživatelem modifikovaných profilových funkcí uložených do seznamu v předchozím bloku vypočítat 3D pravděpodobnostní funkci ($\mathbf{A}_{3D}(x, y, z)$) (viz Obr. 1.9). Před výpočtem je možné v části bloku "*Směr skenování A3D*" libovolně nastavit směr rekonstrukce a tím dosáhnout mírně odlišných výsledků. Dále je umožněno uživateli provést kompresi profilových funkcí za účelem nižší výpočetní náročnosti jak při výpočtu \mathbf{A}_{3D} funkce, tak při samotné binární rekonstrukci.

K tomuto úkonu slouží část "*Kvalita výstupu*", ve které je implementována komprese vstupních dat dle Kap. 1.4. Výchozí vzhled tohoto bloku ilustruje Obr. 2.10:



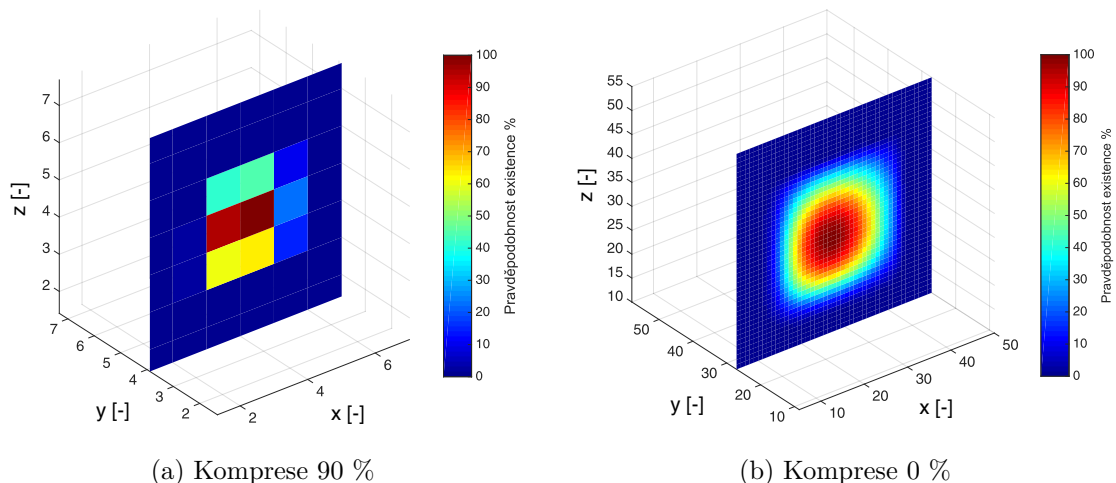
Obr. 2.10: Výchozí stav bloku pro výpočet $\mathbf{A}_{3D}(x, y, z)$ funkce

Rozdíl v nastavené kompresi je patrný na ilustračním příkladu *Koule* z Obr. 2.11 :



Obr. 2.11: Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu *Koule* pro různé hodnoty komprese

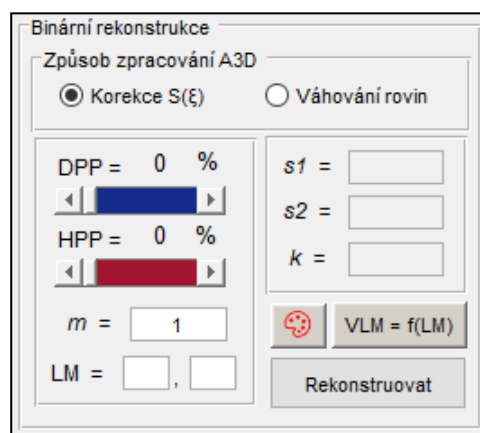
Vysoká hodnota komprese může způsobit snížení přesnosti informace o tvaru objektu nad přijatelnou míru. Při správném nastavení však lze zajistit efektivní rekonstrukci co se týče jak časové, tak kvalitativní náročnosti a tímto způsobem rekonstrukci optimalizovat. V poslední části bloku nazvaném "*Řez 3D funkcí*" je možné analyzovat vypočtenou \mathbf{A}_{3D} funkci posuvem příslušné řezné roviny ve zvoleném směru. Příklady těchto řezů \mathbf{A}_{3D} funkcemi z Obr. 2.11 uvádí Obr. 2.12. Na tomto obrázku je také mimo vliv komprese zřetelná souvislost s Obr. 1.9.



Obr. 2.12: Řez A_{3D} funkcí objektu *Koule* ve směru Y pro různé hodnoty komprese

2.3.5 Binární rekonstrukce


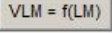
Jde o finální blok v procesu rekonstrukce objektu zvolenou metodou, jehož podoba je na Obr. 2.13. Hlavním úkolem tohoto bloku je zpracování objemových dat v podobě A_{3D} funkce. Výstupem je potom výsledný odhad tvaru a velikosti zkoumaného objektu. Možnosti tohoto bloku spočívají právě ve způsobu jakým je A_{3D} funkce zpracována. Pro zpracování lze využít původní nebo alternativní metodu.



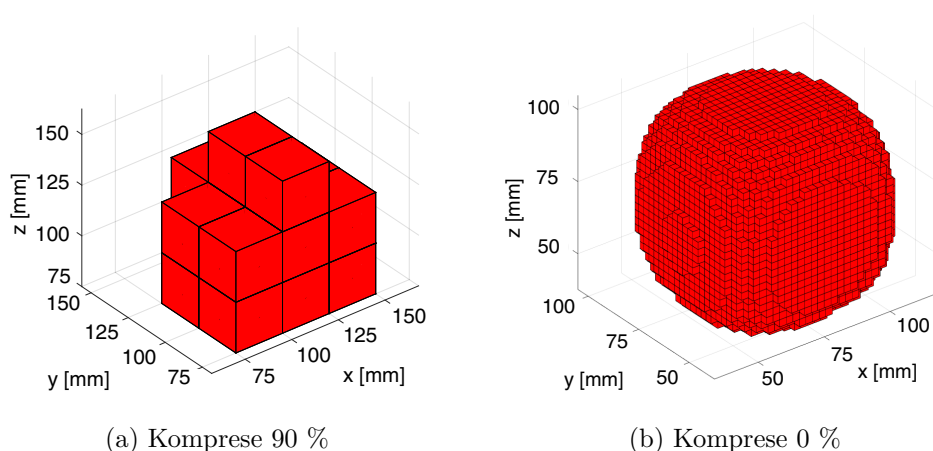
Obr. 2.13: Blok zpracování A_{3D} funkce na výsledný odhad zkoumaného objektu

Původní metoda je založena na korekci profilové funkce parametrem m a testování podmínky dosažené plochy v součinnosti s nastavenými pravděpodobnostními prahy, kterými lze výsledný odhad také ovlivnit (viz Kap. 1.3.1). Alternativní metoda zpracování je založena na váhování rekonstrukčních rovin koeficienty závislými na lokálním pravděpodobnostním maximu LM dané roviny (viz Kap. 1.3.2).

Po zvolení požadované metody následuje volba rekonstrukčních parametrů, které je dle jejich významu doporučeno volit na základě doposud zjištěných faktů jako jsou přibližné rozměry objektu v jednotlivých směrech (šířky profilových funkcí), vývoj pravděpodobnosti jednotlivých elementů v \mathbf{A}_{3D} funkci, případně přímo jejího tvaru.



Pomocí tlačítka  je možné změnit barvu rekonstruovaného objektu. Tlačítko  lze použít jako pomocné při volbě alternativní metody a kontrole nastavených parametrů. Jeho stisknutím dojde k vykreslení grafické závislosti váhovacích koeficientů na LM dané roviny z Obr. 1.13 pro zvolené parametry s_1, s_2, k .


Výsledný odhad demonstrativního příkladu objektu *Koule* je uveden na Obr. 2.14 :



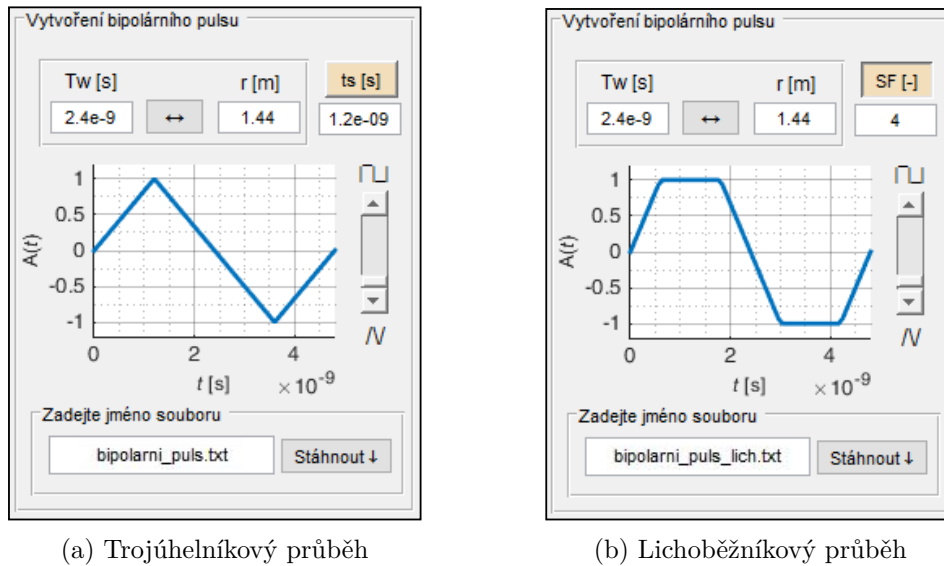
Obr. 2.14: Výsledný odhad demonstrativního objektu *Koule* pomocí navrženého GUI

2.3.6 Vytvoření bipolárního pulsu

Posledním blokem, který lze považovat za přídatný, je blok pro definici vysílaného bipolárního pulsu. Blok umožňuje vytvořit trojúhelníkový nebo lichoběžníkový průběh tohoto pulsu. Základním definičním parametrem je doba trvání T_W [s] respektive vzdálenost r [m]. Součástí jsou také rovnocenné parametry t_s [s] a SF [-] ("*slope factor*"), které slouží pro transformaci trojúhelníkového pulsu na jeho obecnější podobu lichoběžníkového pulsu. Pro výběr konkrétního z těchto parametrů slouží přepínací tlačítko  \leftrightarrow . Hodnotu lze zadat přímo nebo pomocí posuvníku. Podrobnější popis zmíněných signálů a význam parametrů je uveden v Kap. 2.2.

Výsledný průběh je možné stáhnout ve formátu *.txt* pro budoucí import do CST Microwave Studio. Po zadání jména souboru a stisku tlačítka  dojde k uložení souboru do hlavní složky.

Blok s příkladně definovaným trojúhelníkovým pulsem je ilustrován na Obr. 2.15a. Příklad vytvoření lichoběžníkového pulsu je na Obr. 2.15b.



Obr. 2.15: Příklad definice dvou typů bipolárních pulsů

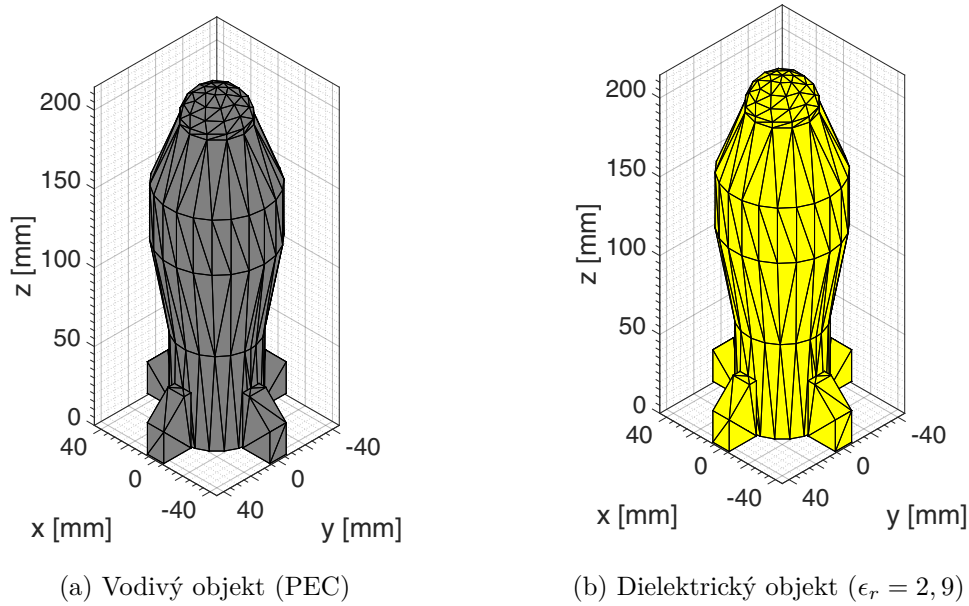
2.4 Testování metody a výsledky rekonstrukce

Cílem této podkapitoly je aplikovat zvolenou rekonstrukční metodu na vybraných příkladech. V Kap. 2.4.1 je přistoupeno k rekonstrukci jednoho objektu tvaru *Bomba*. V procesu rekonstrukce jsou na tomto příkladu názorně vysvětleny jednotlivé kroky a význam všech použitých parametrů včetně příkladného použití obou metod zpracování \mathbf{A}_{3D} funkce. V první fázi je provedena obecná rekonstrukce ve smyslu odhadu tvaru objektu jeho ozářením třemi odlišnými avšak stejně dlouhými pulsy $T_W = 2, 4$ ns nadefinovanými dle Kap. 2.2. Tímto krokem je současně ověřena možnost použití obecného pulsu pro získání profilové funkce objektu za podmínky, že tento puls byl sestaven aplikací lineárních operací na výchozí $\max(t, 0)$ puls a tudíž je možné inverzními operacemi získat požadovanou odezvu na nerealizovatelný $\max(t, 0)$ puls, která je právě profilovou funkcí objektu. Vzápětí je zkoumán vliv doby trvání T_W na výsledný odhad ve smyslu detailní rekonstrukce (viz Kap. 2.4.1.3).

Všechny doposud získané poznatky jsou využity při současné rekonstrukci více objektů (*Mina* a *Granát*) v Kap. 2.4.2. Hlavním záměrem je zde poukázat na problémy, které mohou celý proces rekonstrukce při současném výskytu více objektů značně komplikovat.

2.4.1 Rekonstrukce jednoho objektu – *Bomba*

Nyní bude prezentována rekonstrukce objektu tvaru bomby (viz Obr. 2.3). Prostorový komprimovaný síťový model exportovaný z GUI ilustruje Obr. 2.16. Jak je patrné, oba modely jsou naprosto totožné co do rozměrů, avšak pro lepší přehlednost a výsledné srovnání s binárně rekonstruovanými replikami jsou odlišené barevně. Obr. 2.16a představuje variantu vodivého objektu a Obr. 2.16b variantu dielektrického objektu. Právě tento tvar byl zvolen také z důvodu své symetrie, relativní členitosti ale také z důvodů pomyslného propojení s praxí, a to i přes zjednodušení která celý proces rekonstrukce využívá. Jako první jsou provedeny obecné rekonstrukce tvaru a velikosti bez důrazu na jeho detaily. Vzápětí je však věnována pozornost i detekci těchto detailů. Jako první jsou prezentovány výsledky pro případ 2.16a. Na tomto objektu jsou důkladně vysvětleny problémy a postupy spojené s rekonstrukcí, které jsou využity i v dalších příkladech Kap. 2.4.2.

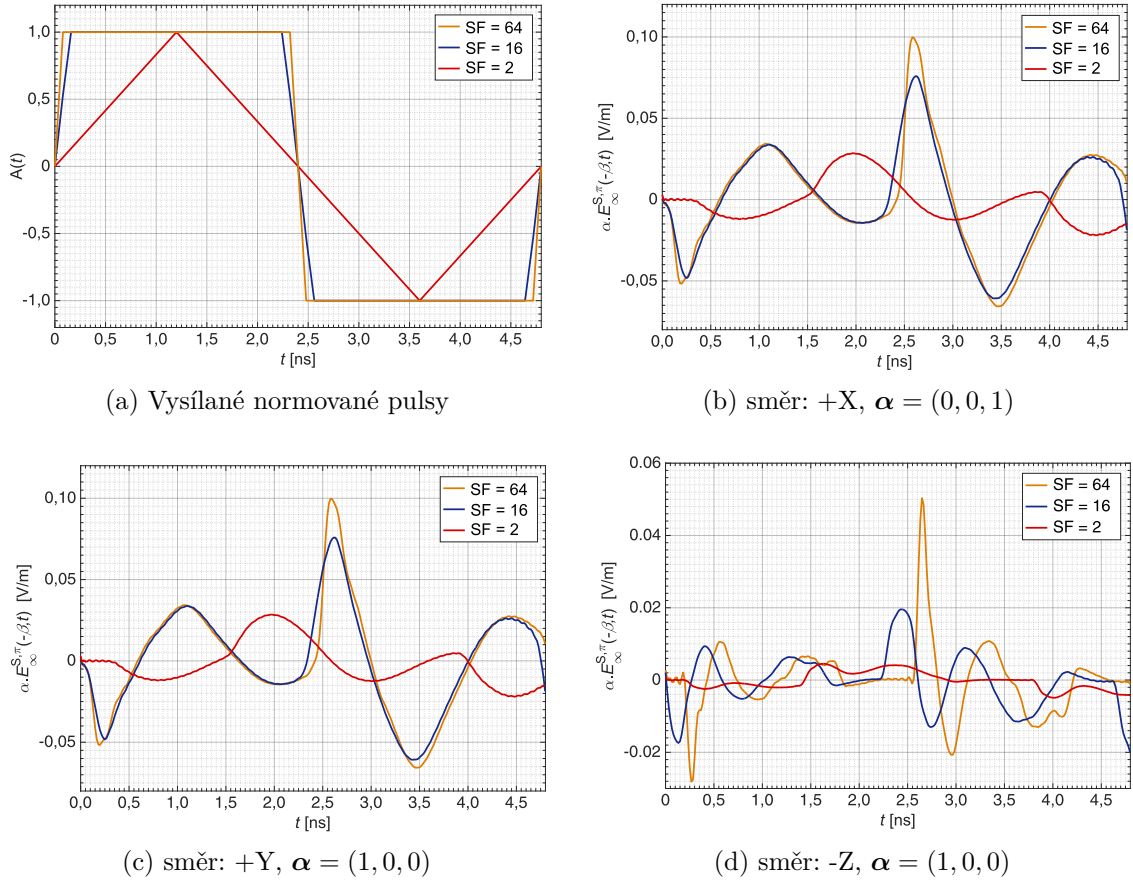


Obr. 2.16: Prostorové síťované modely rekonstruovaného objektu tvaru *Bomba*

Z důvodu vysoké výpočetní náročnosti co do objemu zpracovávaných dat a tím pádem vysokých nároků na paměť výpočetního zařízení je využito komprese profilových funkcí. Rozměry rekonstruovaných objektů jsou poté vůči originálním rozměrům odlišné, ovšem tento fakt je kompenzován dle Kap. 1.4, aby byl na výstupu objekt zobrazen rozměrově správně. Při výpočtech byla snaha o dosažení větší časové efektivity ve smyslu srovnání rekonstrukce objektu pro daný případ materiálu, tvaru vyslaného pulsu a srovnání obou přístupů zpracování \mathbf{A}_{3D} funkce.

2.4.1.1 Vodivá struktura

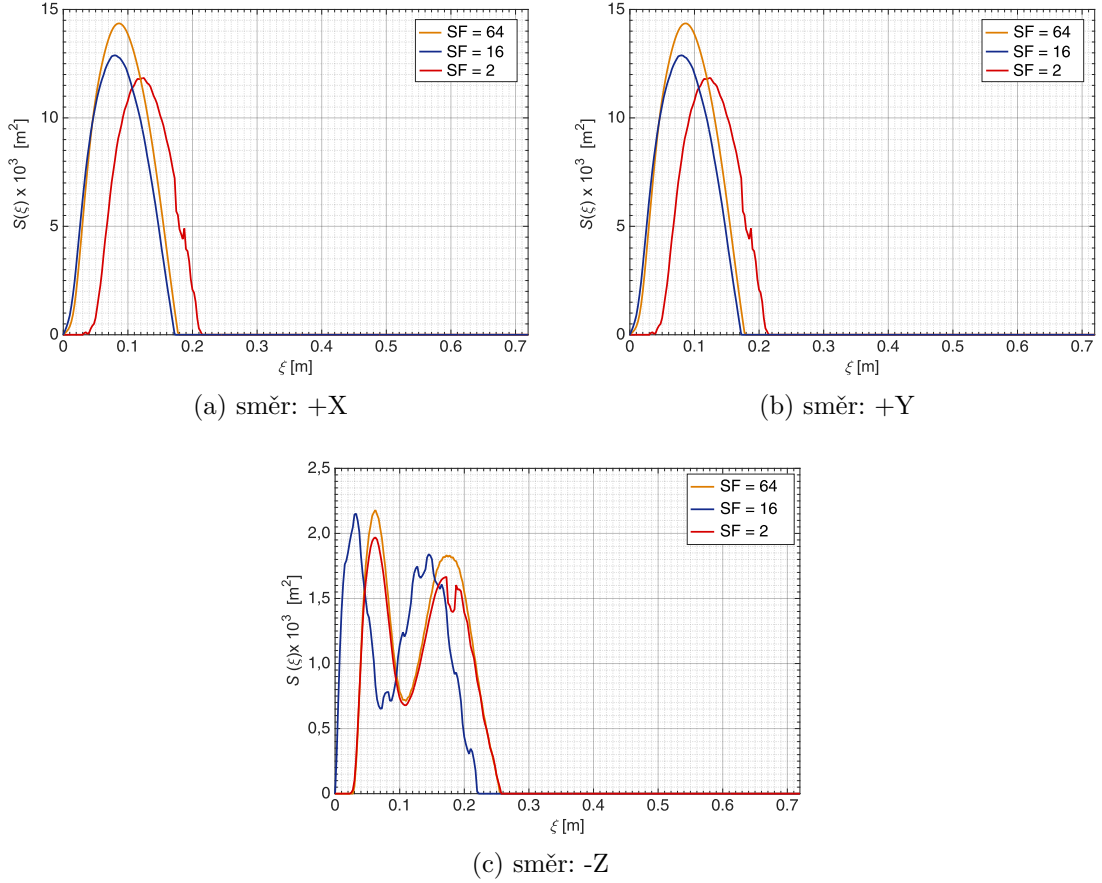
Odezvy získané simulací při nichž byl objekt ozářen ve směrech $+X$, $+Y$, $-Z$ jsou na Obr. 2.17. V každém dílčím grafu jsou společně vyneseny tři odezvy pro daný směr, které odpovídají vyslanému bipolárnímu pulsu, jehož průběh je dán parametrem SF, a který byl pro ozáření použit. Průběhy vysílaných pulsů dopadajícího pole jsou uvedeny na Obr. 2.17a. Na odezvách je patrné, že případy b), c) jsou pro daný puls totožné. Lze tedy předpokládat, že objekt je symetrický podle rovin XZ a YZ . Právě tyto odezvy by byly profilovými funkcemi objektu z daných směrů ozáření, kdybychom místo vytvořených pulsů použili přímo $\max(t,0)$ puls, který však jak už je v teorii zmíněno nelze realizovat.



Obr. 2.17: Odezvy získané ozářením objektu v CST pro tři různé pulsy – (PEC)

Z profilových funkcí na Obr. 2.18 je opravdu znát, že se jedná o objekt, který je symetrický. Důvodem jsou totožné profilové funkce obdržené ze směrů $+X$ a $+Y$. Totožnost těchto funkcí současně znamená, že tvar objektu bude určován profilovou funkcí ze směru ozáření $-Z$. Pro jeho rekonstrukci prakticky nejsou potřebné profilové

funkce ze tří vzájemně ortogonálních směrů, ale je možné ignorovat ozáření ve směru $+X$ případně $+Y$ a ušetřit tím při simulaci čas. Rekonstrukci lze potom provést například ze dvou profilových funkcí $+X$ a jedné $-Z$ (namísto $+X, +Y$ a $-Z$). Objekt byl rekonstruován ve směru $-Z$ z důvodu největší variability profilové funkce.



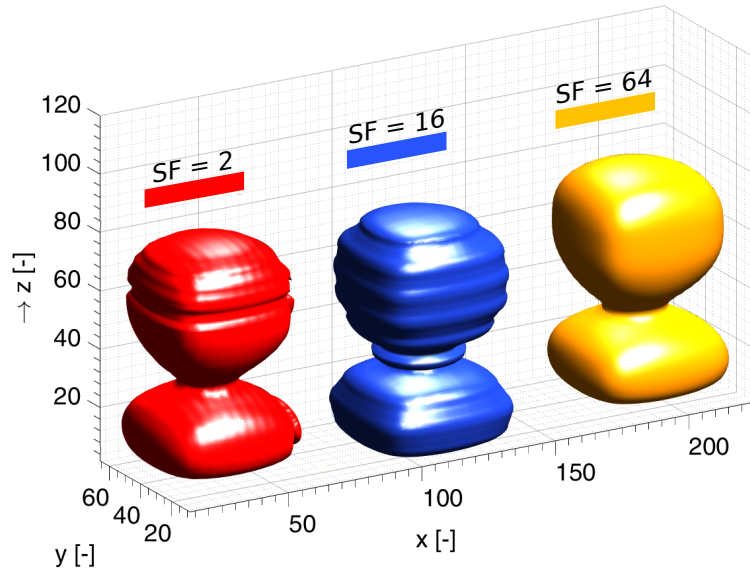
Obr. 2.18: Vypočítané profilové funkce objektu *Bomba* (PEC) – $D_{VZ} = 2,4$ mm

Využití výše uvedeného postupu ozáření objektu z daného směru nahrazující ozáření z jiného však postrádá smysl, protože bez odezev ze všech tří směrů nejsme schopni vyvodit, zda je objekt podle dané roviny symetrický či nikoliv. Odezvy je tedy vždy potřeba získat ze všech tří směrů.

Z těchto odezev už je však možné např. výpočetně pomocí vzájemné korelace nebo i vizuálně zjistit, zda se některé odezvy z daných směrů shodují nebo neshodují. Na základě této informace lze odhalit symetrie zkoumaného objektu, což je jedna z informací, kterou je možné z přijatých odezev vyčíst bez dalšího postupu.

Hodnoty profilových funkcí se v daném řezu objektem pro jednotlivé průběhy vyslaného pulsu mírně liší. Důležité je poznamenat, že rozhodující jsou samotné hodnoty funkcí, nikoliv jejich vzájemný posuv.

Tento fakt se patřičně projeví na tvaru vypočtených \mathbf{A}_{3D} funkcí, který se pro jednotlivé pulsy mírně liší dle Obr. 2.19. Komprese \mathbf{A}_{3D} činí 50 % ($M = 2$).

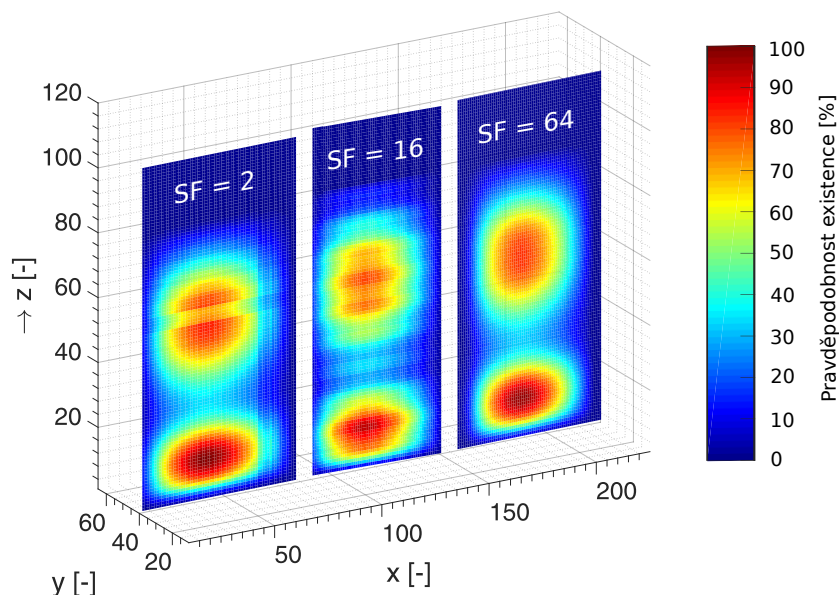


Obr. 2.19: Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu *Bomba* pro jednotlivé vyslané pulsy – (PEC)

V souvislosti s Obr. 2.19 je na místě poukázat na výrazné zúžení všech tří \mathbf{A}_{3D} funkcí mezi 20. a 40. rekonstrukční rovinou v ose Z. V tento moment lze předpokládat dvě možné příčiny tohoto zúžení :

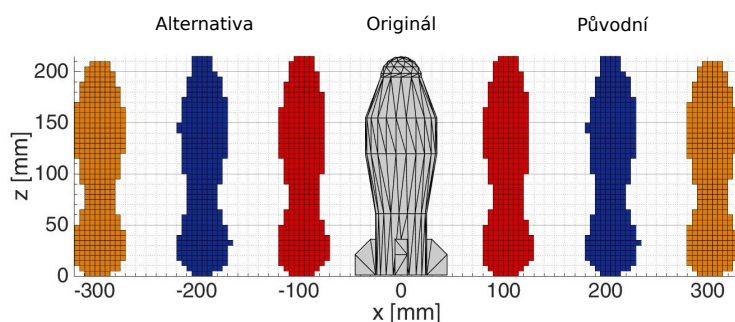
- První spočívá v nízkých hodnotách pravděpodobnosti LM a tím spojený fyzikální vliv použité aproximace pole pro vodivé objekty (tj. *Kirchhoffovy aproximace*), která způsobuje ono zanedbání příspěvků z oblasti stínu (tj. z oblasti kam vlna nedopadne přímo, ale vyzařování je tam dáno povrchovými proudy indukovanými na povrchu objektu, kde došlo k přímému dopadu vyslané elektromagnetické vlny).
- Druhou možnou příčinou je pravý opak, kdy se jedná o roviny s vysokými hodnotami LM, a rychlým poklesem pravděpodobnosti v jejich okolí, čemuž by musela odpovídat takřka neexistující oblast stínu. Tato možnost se tedy jeví pro případ vodivého objektu jako méně pravděpodobná.

Odpovědí na tuto úvahu je Obr. 2.20, který představuje řezy v rovině XZ pro všechny \mathbf{A}_{3D} funkce na Obr. 2.19. Tyto řezy jsou nastaveny do středu \mathbf{A}_{3D} funkcí (tj. 40. rovina ve směru Y). Výsledkem tohoto nastavení je viditelnost hodnot LM v každé z rekonstrukčních rovin XY pro každou z \mathbf{A}_{3D} funkcí.



Obr. 2.20: Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi pro jednotlivé vyslané pulsy – (PEC)

Na Obr. 2.20 se tyto LM rovin XY, které se postupně rekonstruují ve směru Z, nacházejí ve středu každého z řezů. Výchozí je tedy platnost $\text{LM} \in \langle 0; 100 \rangle \%$. Jak už bylo zmíněno, vztahem (1.18) je možné pomocí parametrů DPP a HPP z tohoto intervalu vytvořit nový interval. Hodnotami DPP a HPP dáváme algoritmu příkaz k vyhledávání a rekonstrukci pouze těch rekonstrukčních rovin, jejichž $\text{LM} \in \langle \text{DPP}; \text{HPP} \rangle$. V tomto případě požadujeme rekonstruovat celý objekt včetně oblasti stínu, avšak pro potlačení rovin s opravdu nízkými hodnotami LM zvolíme pro rekonstrukci $\text{DPP} = 15 \%$ a $\text{HPP} = 100 \%$. V původní verzi algoritmu jsou uvedeny dvě už zmíněné podmínky ukončující rekonstrukci každé z rovin (dosažení DPP a dosažení plochy roviny, rovné související hodnotě profilové funkce). Na Obr. 2.21 je viditelný vliv druhé z podmínek. Pro alternativní metodu jde pouze o ukázkou použití této podmínky, která je zde v principu ignorována.

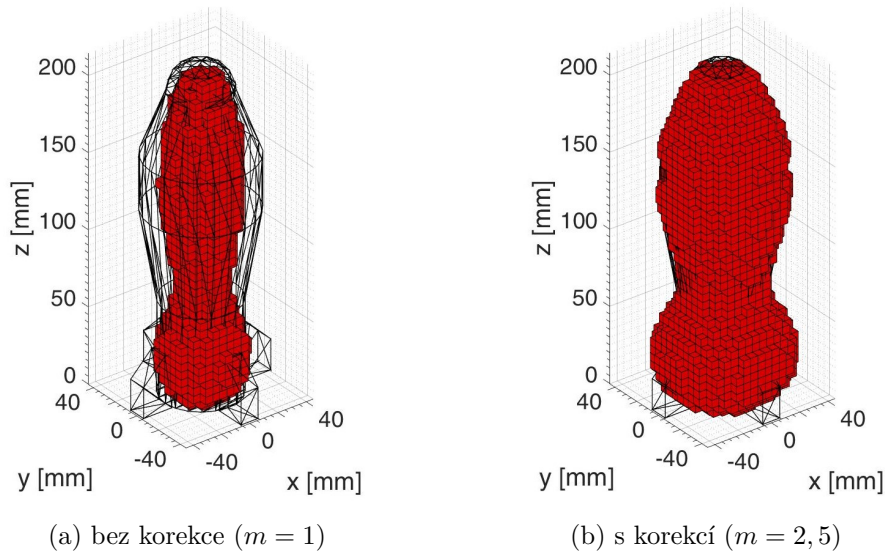


Obr. 2.21: Vliv podmínky dosažené plochy pro $\text{SF} = 2$, $\text{SF} = 16$, $\text{SF} = 64$

Na první pohled je vidět, že pro obě verze algoritmu jsou výsledky totožné. Druhá z podmínek má značný vliv na výslednou rekonstrukci, protože se jedná o podmínku, která pracuje přímo s hodnotami profilové funkce, která odpovídá směru, ve které je rekonstrukce prováděna. V našem případě se jedná o profilové funkce ze směru -Z pro jednotlivé vyslané pulsy. Tyto profilové funkce se vzájemně liší, což se mírně projevuje i na Obr. 2.21. Z Obr. 2.18 je vidět, že pro $SF = 64$ dosahuje profilová funkce pro každý směr mírně vyšších hodnot než pro $SF = 16$ a $SF = 2$, která dosahuje naopak hodnot nejnižších. Z tohoto důvodu i na Obr. 2.21 je výsledný objekt pro $SF = 64$ mírně objemnější než zbylé. Hlavní poznatek však spočívá v nadřazenosti této druhé podmínky nad podmínkou první (tedy dosažení DPP respektive IPPR pro alternativu), která nepracuje přímo s profilovými funkcemi, ale s už vypočtenými objemovými daty v podobě \mathbf{A}_{3D} funkce. Problém tedy spočívá v nepřesných profilových funkcích, které nedosahují pro tento případ dostatečně vysokých hodnot, a proto jsou výsledné objekty na Obr. 2.21 rozměrově menší.

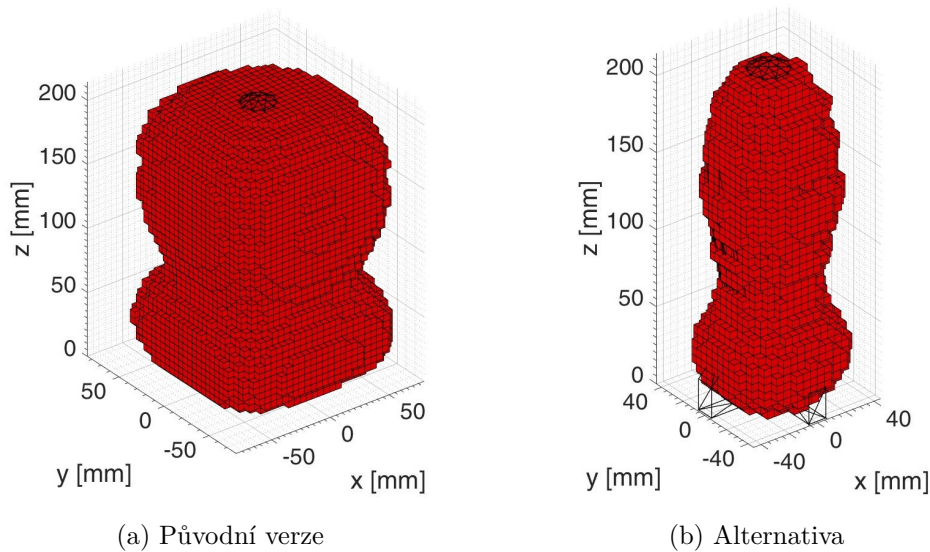
- První řešení je založeno na korekci profilové funkce, jenž odpovídá směru ve kterém probíhá rekonstrukce. Korekcí je myšleno pouhé vynásobení celé funkce konstantou. Výsledek tohoto jednoduchého postupu je na Obr. 2.22. Zde Obr. 2.22a odpovídá rekonstrukci původní verzi algoritmu bez korekce profilové funkce. Naopak Obr. 2.22b uvažuje korekci profilové funkce dle vztahu (2.3):

$$\mathcal{S}_{z,kor.}(z) = m\mathcal{S}_z(z) \quad (2.3)$$



Obr. 2.22: Rekonstrukce původní verzi algoritmu bez a s korekcí $\mathcal{S}_z(z)$, **$SF = 2$**

- Druhé z řešení tohoto problému spočívá ve využití alternativní verze a v přímém nevyužívání profilových funkcí jakožto zkreslených dat pro binární rekonstrukci tzn. ignoraci podmínky dosažené plochy a využití pouze vypočítaných dat v podobě \mathbf{A}_{3D} funkce. I přes to, že tato funkce je vypočtena z profilových funkcí, lze jejich nepřesnost korigovat správným výběrem pravděpodobnostních elementů pro zápis hodnot "1". Výsledný efekt, který toto řešení vnese do výsledků pro obě verze algoritmu je zřetelně viditelný na Obr. 2.23.

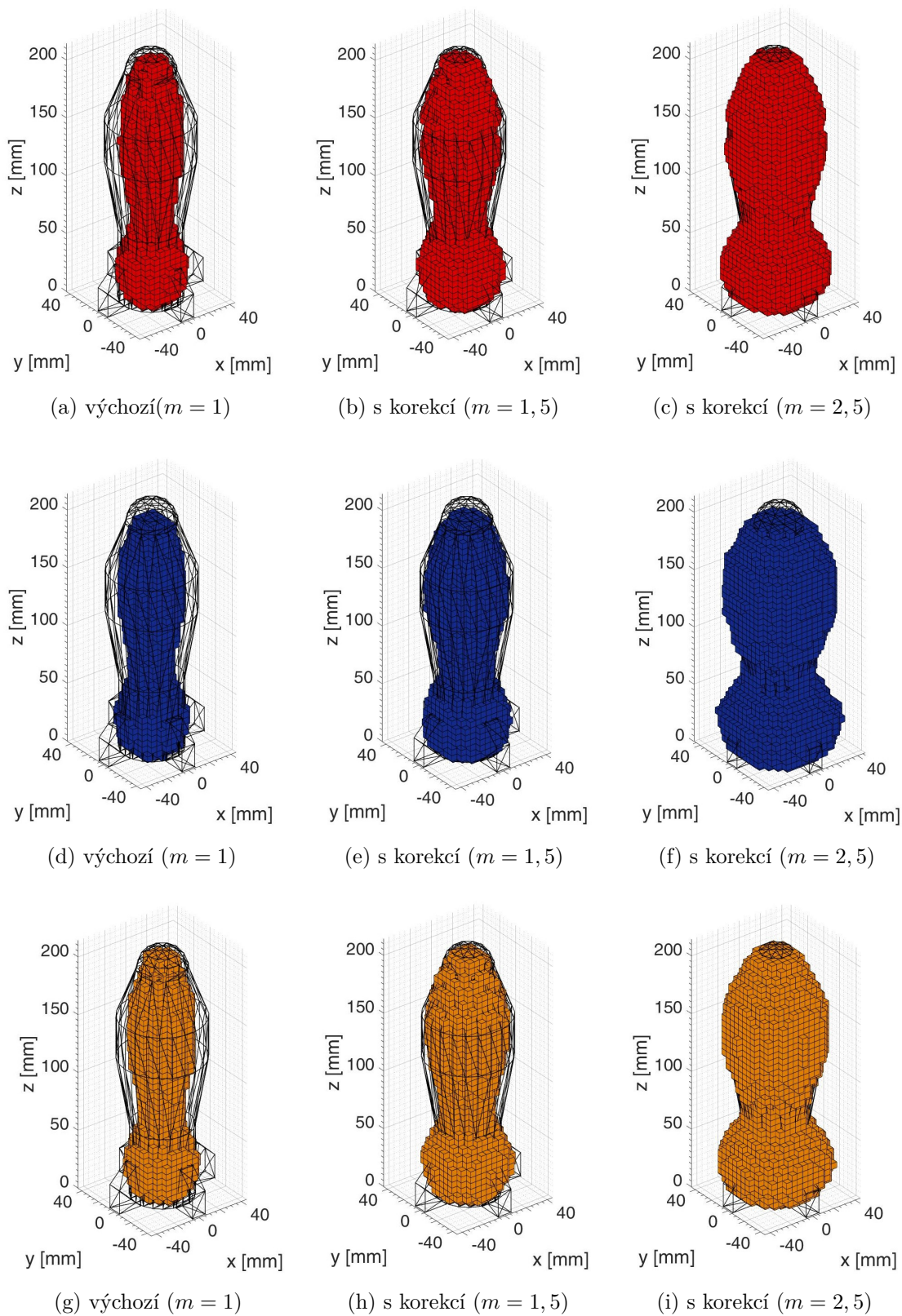


Obr. 2.23: Rekonstrukce bez uvážení podmínky dosažené plochy, **SF = 2**

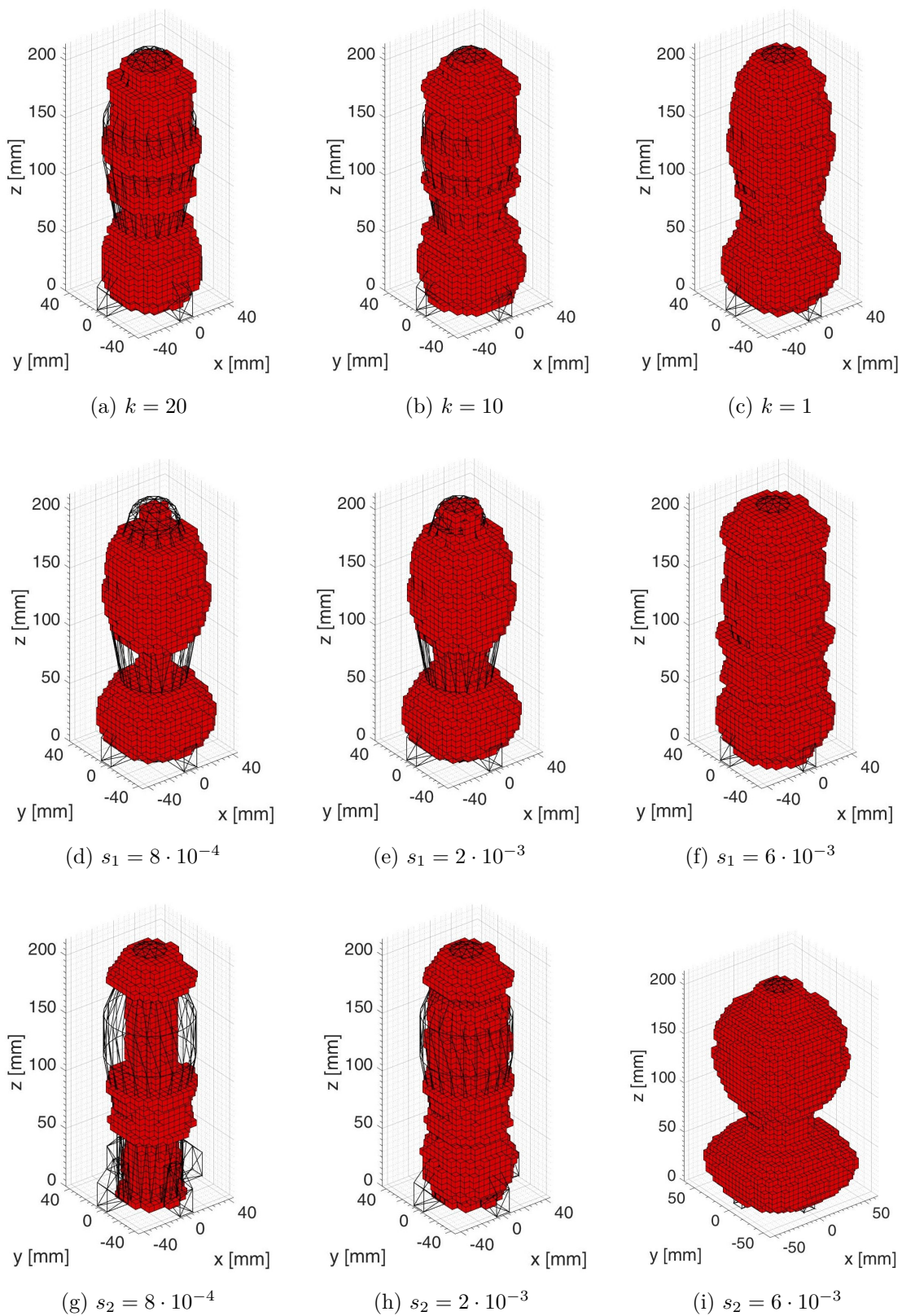
Obě řešení jsou nezávislá na hodnotě SF. Pro původní verzi (Obr. 2.23a) dochází k neomezenému růstu plochy každé z rekonstrukčních rovin. Navíc se v každé rekonstruované rovině vyskytují elementy s pravděpodobností LM až DPP tj. LM až 15%. Kombinace těchto faktorů má za následek nevhodně řízenou rekonstrukci nezávisle na hodnotách profilové funkce ze směru Z. Výsledkem je nepřesný odhad tvaru objektu i jeho velikosti.

Alternativní verze (Obr. 2.23b) naopak přináší mnohem příznivější výsledky co do přesnosti odhadu tvaru i velikosti objektu, a to bez uvážení podmínky dosažené plochy. Pro tento případ bylo dosaženo zmíněných výsledků s parametry $s_1 = 4 \cdot 10^{-3}$, $s_2 = 3 \cdot 10^{-3}$, $k = 1$, které byly zvoleny jako výchozí. Stručně se dají řádky výše shrnout tak, že z odezev vypočtené profilové funkce neodpovídají těm teoretickým daného zkoumaného objektu. Z tohoto důvodu je nutné pro uspokojivou rekonstrukci využít buď metodu korekce profilové funkce v původní verzi algoritmu nebo se zcela zbavit podmínky dosažené plochy a využít alternativního přístupu.

Obr. 2.24 a Obr. 2.25 nabízejí výsledky rekonstrukce pro obě metody, možnost jejich srovnání a vliv parametrizace klíčových parametrů pro danou metodu a pulsy.

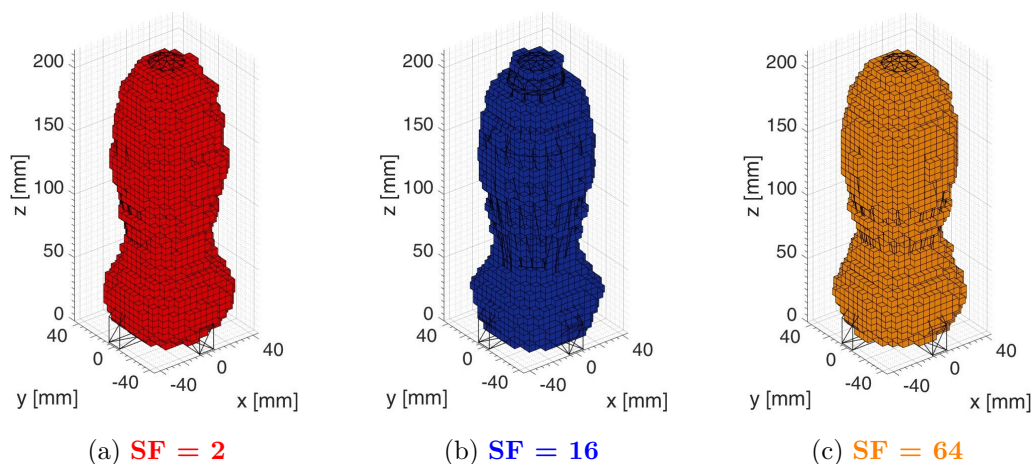


Obr. 2.24: Vliv parametrizace násobku m na odhad tvaru a velikosti vodivého objektu *Bomba* pro jednotlivé vyslané pulsy: **SF = 2**, **SF = 16**, **SF = 64**



Obr. 2.25: Vliv dílčí parametrizace k, s_1, s_2 na odhad tvaru a velikosti vodivého objektu *Bomba* pro puls: **SF = 2** a výchozí hodnoty: $s_1 = 4 \cdot 10^{-3}, s_2 = 3 \cdot 10^{-3}, k = 1$

Obr. 2.26 prezentuje výsledky získané touto metodou při výchozích hodnotách parametrů $s_1 = 4 \cdot 10^{-3}$, $s_2 = 3 \cdot 10^{-3}$, $k = 1$ pro všechny testované pulsy:



Obr. 2.26: Výsledný odhad vodivého objektu *Bomba* pro alternativní metodu

Metoda korekce profilové funkce násobkem m dosahuje vzhledem ke své jednoduchosti uspokojivých výsledků. Z Obr. 2.24 je pro všechny pulsy zřetelný trend růstu objemu rekonstruovaného objektu s rostoucím m . K tomuto růstu dochází posunutím prahu podmínky dosažené plochy k vyšším hodnotám maximální plochy každé rekonstruované roviny se kterou je v každém cyklu aktuální hodnota plochy porovnávána. Také si lze všimnout, že pro jednotlivé pulsy se výsledky vzájemně mírně liší, avšak tyto odlišnosti nejsou nijak výrazné, protože se nejedná o detaily objektu ale o obecný náhled na jeho skutečný obecný tvar. Rozlišovací schopnosti co se detailu týče jsou prezentovány v Kap. 2.4.1.3.

Výsledky dosažené alternativní verzí algoritmu bez uvažování podmínky dosažené plochy jsou rozmanitější. Jedním z důvodů je i možnost parametrizovat celkem tři parametry, a to jak každý zvlášť tak současně a dosahovat tím zajímavých výsledných rozlišení i pro případ obecného tvaru objektu.

Obr. 2.25a až 2.25c ukazují vliv parametru k . S rostoucím k se zvyšují jednotlivé subintervaly (viz Obr. 1.13), a tím pádem pro více různých hodnot LM platí jedna hodnota váhovacího koeficientu V_{LM} a citlivost na změnu LM klesá. Z tohoto důvodu mají sousedící roviny stejnou plochu, a její změna nastává při skoku hodnoty LM do jiného subintervalu.

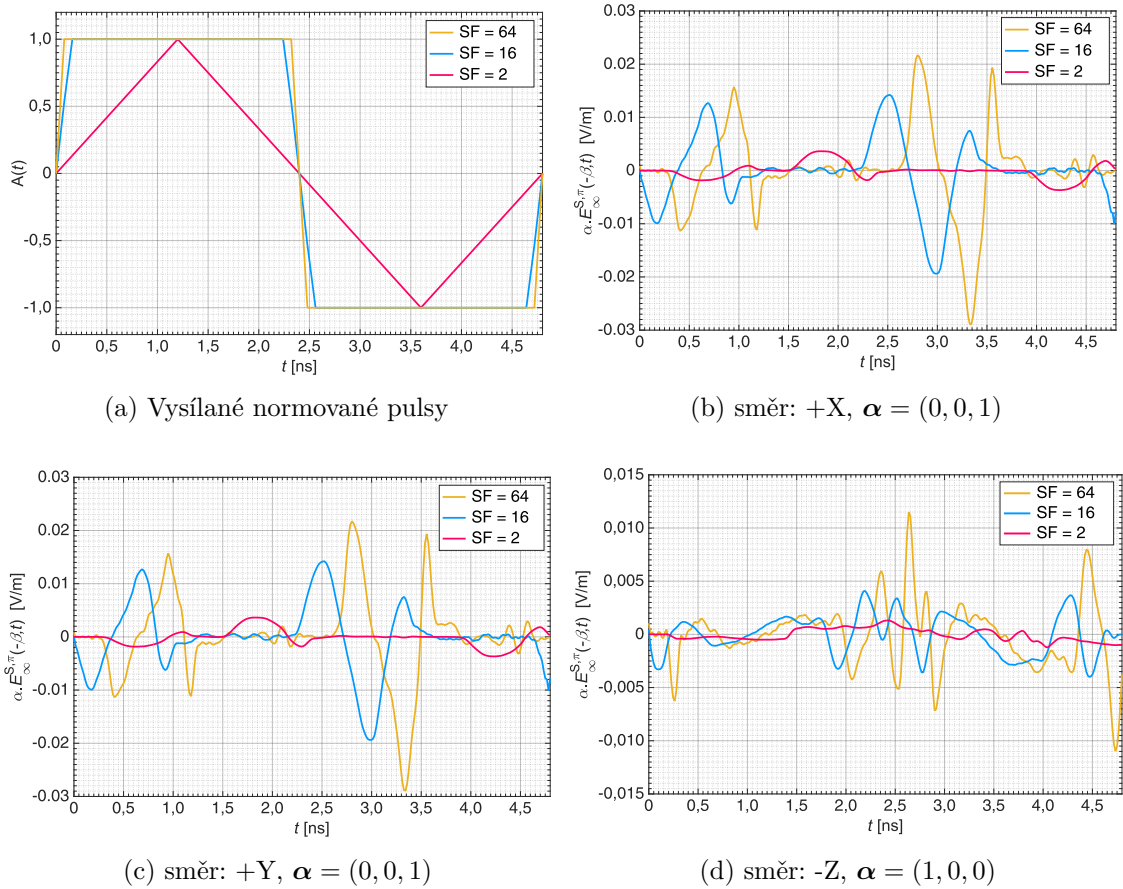
Obr. 2.25d až 2.25f ukazují vliv změny směrnice s_1 . Zvyšující se strmost přímky (1.20) v intervalu $\langle 0, 50 \rangle$ % způsobuje strmější pokles váhovacích koeficientů V_{LM} . Čím více se hodnoty LM blíží k 50 % tím je nižší hodnota V_{LM} a tím pádem širší toleranční pole a naopak. To se projeví zvýrazněním rovin s LM v tomto intervalu dle Obr. 2.25f (vysoká strmost) nebo potlačení dle Obr. 2.25d (nízká strmost).

Obr. 2.25g až 2.25i zobrazují vliv změny směrnice s_2 . Jedná se tedy o obdobu předchozího případu změny s_1 , ale pro roviny s $LM \in \langle 50, 100 \rangle$ %. Nízká strmost přímky dle Obr. 2.25g způsobuje potlačení rovin s LM v tomto intervalu. Jinými slovy potlačení oblastí s vysokými hodnotami pravděpodobnosti LM. Naopak vysoká strmost způsobuje zvýraznění těchto oblastí dle Obr. 2.25i.

Je tedy jasné, že tato metoda je mnohem rozmanitější, dynamická a lze zvýrazňovat respektive potlačovat málo nebo více pravděpodobné části potenciálního objektu a tím dosahovat pro individuální případy větší variability rekonstrukce.

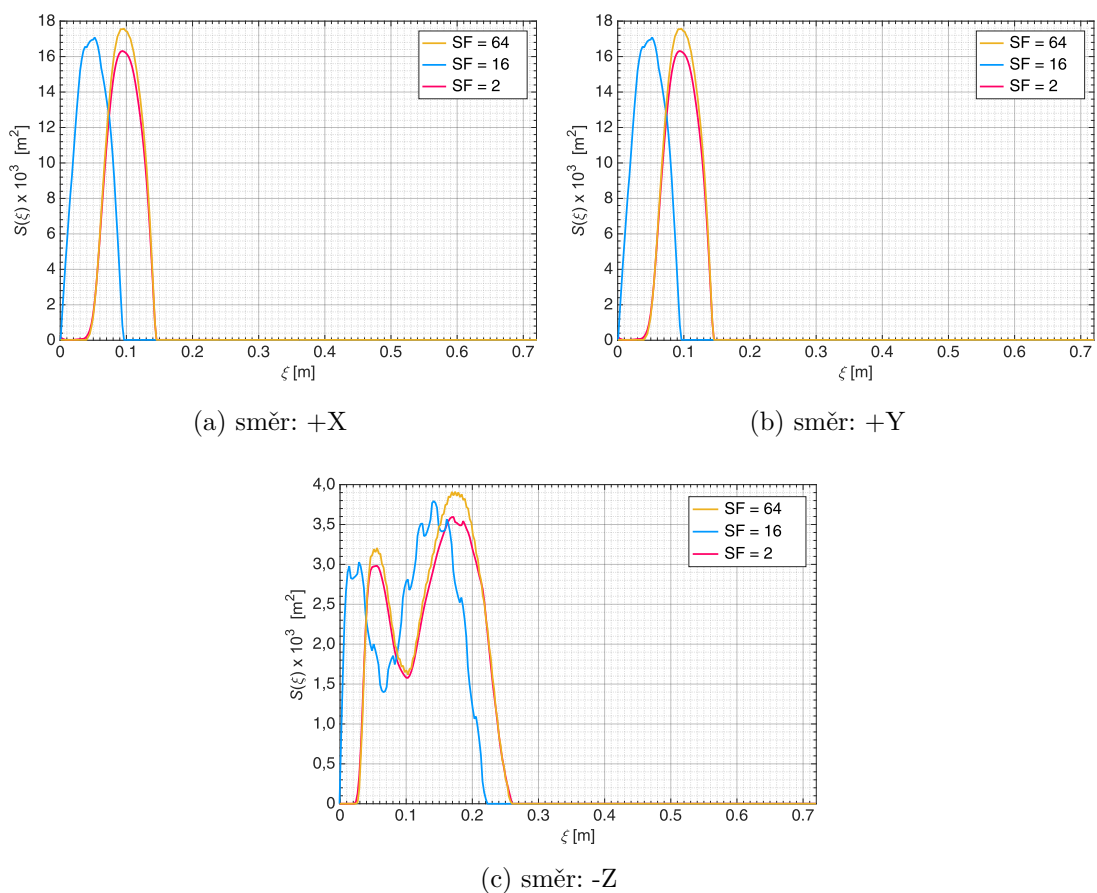
2.4.1.2 Dielektrická struktura

Při zkoumání dielektrické struktury *Bomba* byl použit jako materiál polykarbonát s $\epsilon_r = 2,9$. Součástí této kapitoly je i zkoumání vlivu změny ϵ_r v (1.15) na výsledné odhady tvaru a velikosti objektu. Odezvy objektu ze tří vzájemně ortogonálních směrů získané stejným postupem jako v předchozím případě jsou na Obr. 2.27 :



Obr. 2.27: Odezvy získané ozářením objektu v CST pro tři různé pulsy – ($\epsilon_r = 2,9$)

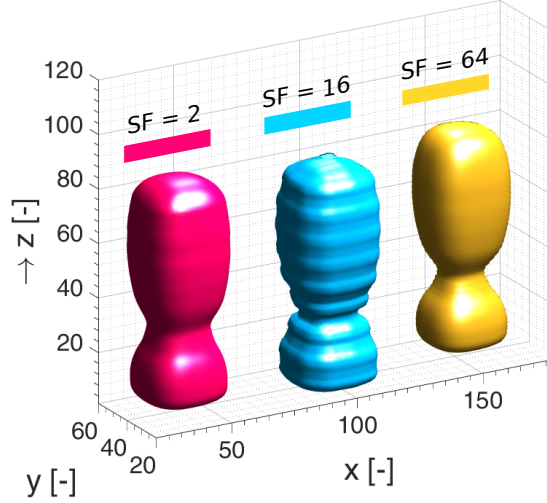
Opět je vidět, že odezvy ze směrů ozáření +X, +Y jsou totožné díky symetrii ozářované struktury nezávisle na vyslaném pulsu, ale liší se od předchozího případu svým časovým průběhem. Směr ozáření v podélném směru byl zvolen stejný tj. -Z. Intenzita zpětně přijatého elektrického pole je zde pro každý puls o řád nižší než pro vodivou variantu objektu a totožný puls. Nedochází zde totiž k odrazu veškeré energie vlny od povrchu objektu zpět do okolí, ale vlna je tímto dielektrickým objektem zároveň i absorbována. V praxi lze tedy předvídat zhoršenou detekci dielektrických objektů oproti těm vodivým. Tato situace bude tím komplikovanější, čím méně bude objekt s okolím kontrastovat tzn. čím menší bude rozdíl mezi ϵ_r objektu a ϵ_r okolí v němž se objekt vyskytuje. Na Obr. 2.28 jsou vypočítané příslušné profilové funkce :



Obr. 2.28: Vypočítané profilové funkce objektu *Bomba* ($\epsilon_r = 2,9$) – $D_{VZ} = 2,4$ mm

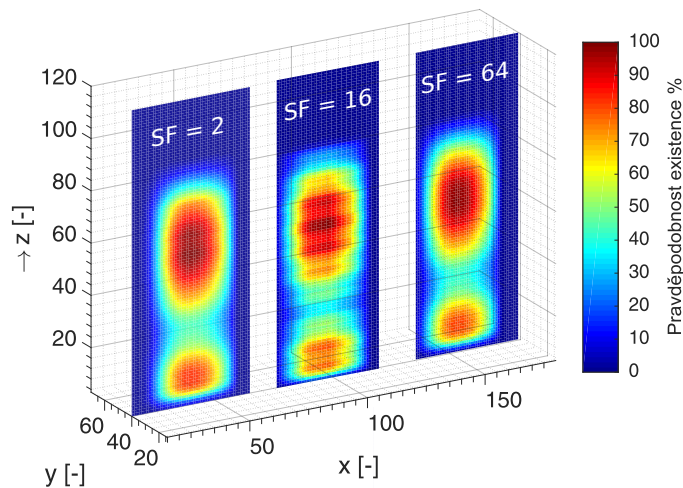
I v případě dielektrického objektu zůstává vliv typu vyslaného pulsu na výsledné profilové funkce nezávisle na směru ozáření stejný jako v předchozím případě. Na Obr. 2.28 je tento trend mírného růstu hodnot profilových funkcí s rostoucí hodnotou SF viditelný, což může mít v obecném pojetí nezanedbatelný vliv na výslednou rekonstrukci. Současně je opět z profilových funkcí +X, +Y zřejmá symetrie zkoumaného objektu podle roviny YZ a XZ.

Vypočítané tvary dílčích \mathbf{A}_{3D} funkcí pro jednotlivé tvary pulsů prezentuje Obr. 2.29. Komprese těchto funkcí činí 50 %, což odpovídá decimálnímu faktoru $M = 2$.



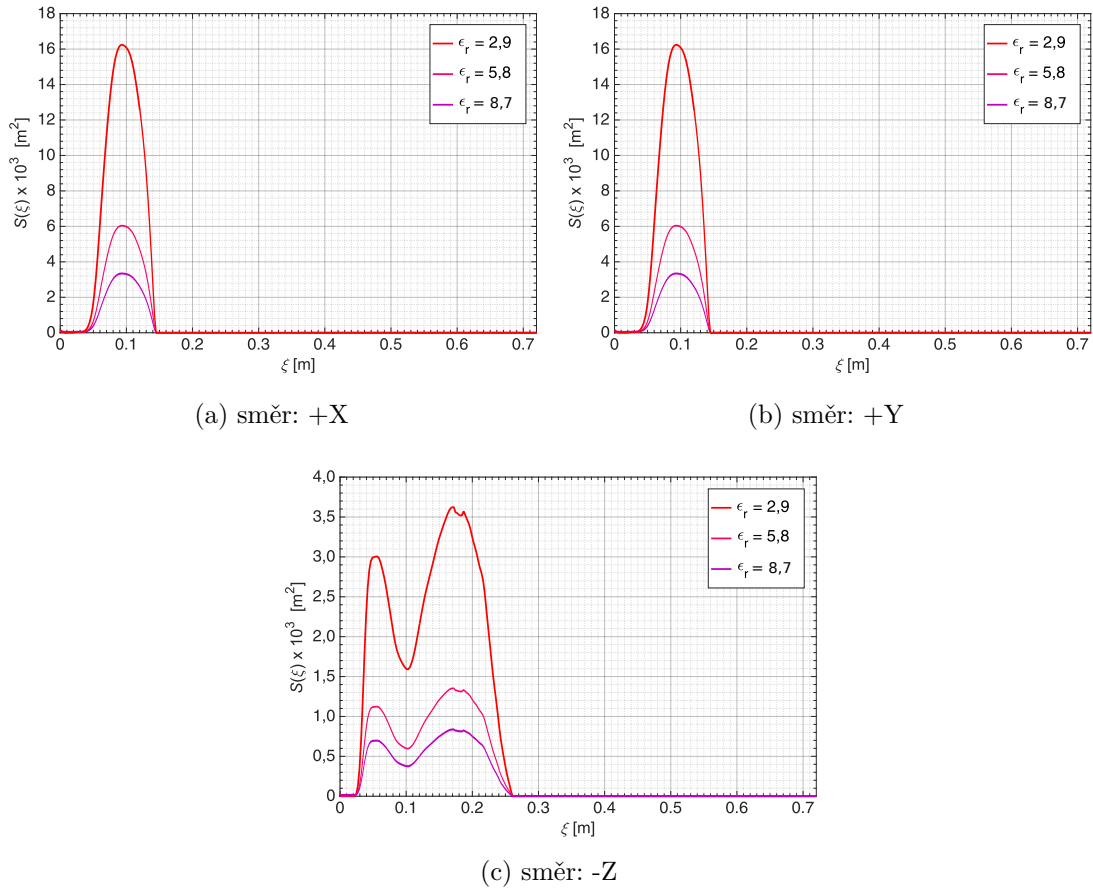
Obr. 2.29: Tvar \mathbf{A}_{3D} funkce objektu *Bomba* pro jednotlivé vyslané pulsy – ($\epsilon_r = 2, 9$)

Na první pohled je znatelný rozdíl s tvary \mathbf{A}_{3D} funkcí pro vodivé objekty na Obr. 2.19. Jeden z hlavních rozdílů je nepřítomnost tak výrazného zúžení mezi 20. a 40. rekonstrukční rovinou ve směru Z. Toto zúžení je podstatně menší, což znamená, že průměr pravděpodobnosti přes všechny elementy v každé z těchto rovin XY je větší než v předchozím případě. Tento fakt lze dát do souvislosti s takřka neexistující oblastí stínu (tzn. dopadající vlna proniká do objektu), která byla u vodivé varianty zřetelná (tzn. dopadající vlna neproniká do objektu). Napříč řezy XZ ve směru Z nabývají LM větších hodnot a to současně i ve více rovinách XY (viz Obr. 2.30).



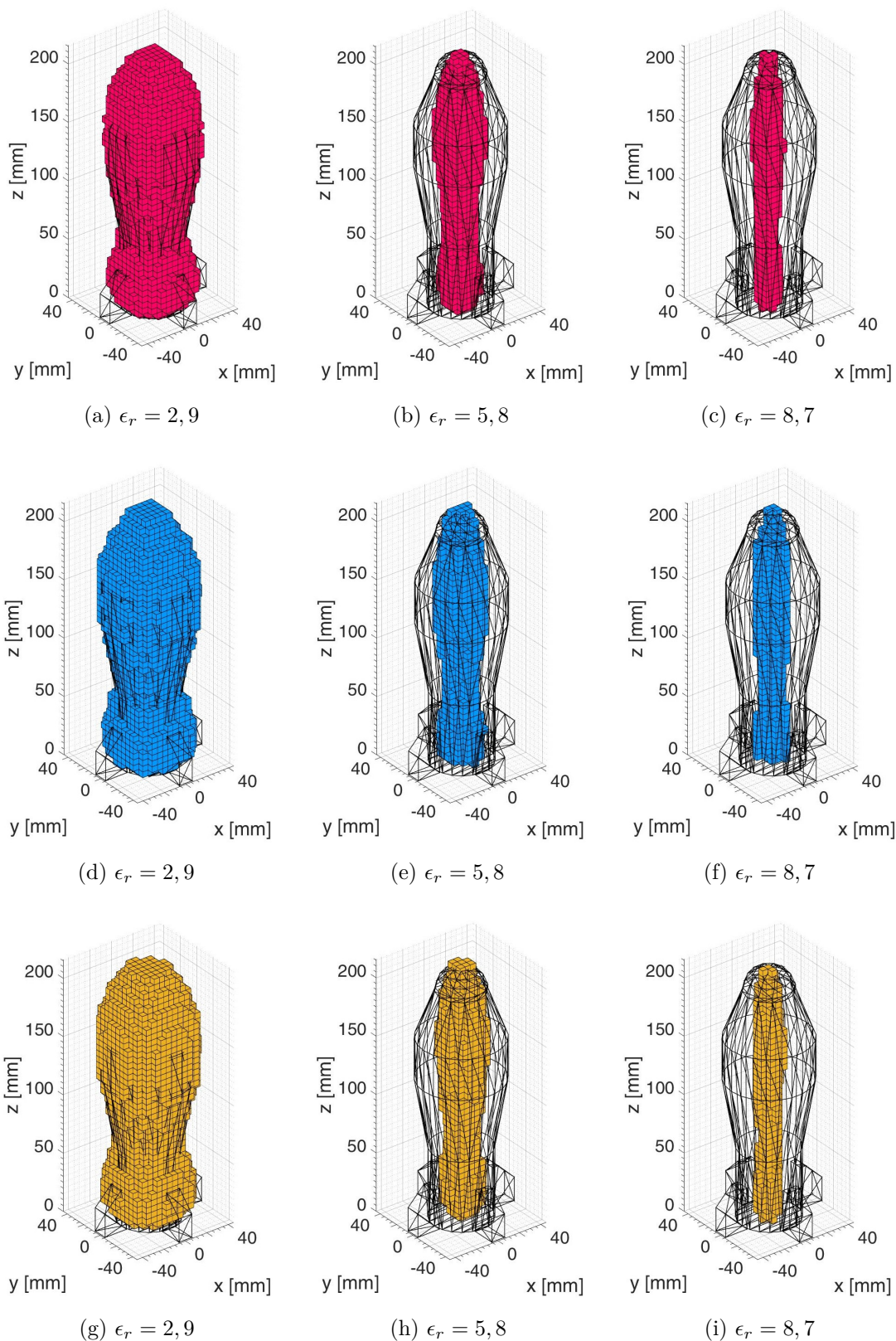
Obr. 2.30: Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi pro jednotlivé vyslané pulsy – ($\epsilon_r = 2, 9$)

Nyní následuje samotná rekonstrukce objektu z jeho \mathbf{A}_{3D} funkce. V tomto případě je zvolen interval hodnot $LM \in \langle 0, 100 \rangle \%$ což znamená, že rekonstrukce bude ovlivněna vyloženě nastaveným parametrem ϵ_r . Rekonstrukce je provedena pro obě metody zpracování \mathbf{A}_{3D} . Ovšem namísto samotné korekce profilové funkce ve směru rekonstrukce parametrem m je využita přímá parametrizace relativní permitivity ϵ_r ve vztahu (1.15) za účelem zkoumání jejího vlivu na výsledné odhady. Tento postup nebylo možné provést u vodivé varianty objektu. V tomto případě je však na místě využít tohoto praktického parametru, na němž je samotný výpočet profilových funkcí ze všech tří směrů přímo závislý. Korekce profilových funkcí tak probíhá přímo ze získaných odezev. U vodivé varianty byla korigována už vypočtená profilová funkce pouze ve směru rekonstrukce. Obr. 2.31 graficky znázorňuje parametrizaci ϵ_r pro vyslaný puls $SF = 2$ pro všechny tři směry ozáření.



Obr. 2.31: Vliv parametrizace ϵ_r na průběhy profilových funkcí pro puls **SF = 2**

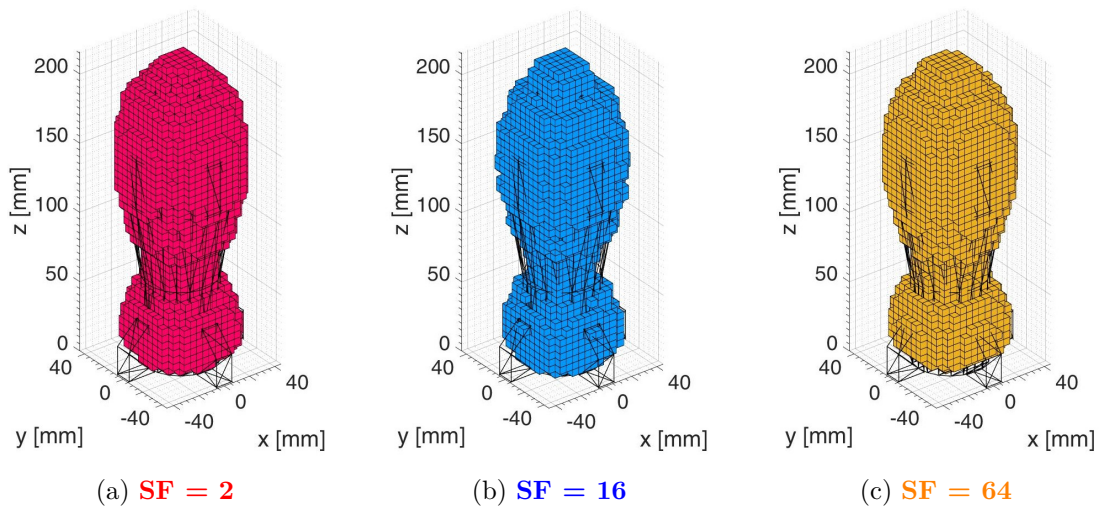
Z Obr. 2.31 je zřejmý klesající trend hodnot profilových funkcí se zvyšující se hodnotou ϵ_r . Už nyní je jasné, že relativní permitivita jakožto vstupní parametr v procesu rekonstrukce dielektrického objektu bude hrát důležitou roli. Konečný důsledek změny ϵ_r na odhad tvaru a velikosti objektu *Bomba* znázorňuje Obr. 2.32 :



Obr. 2.32: Vliv parametrizace ϵ_r na odhad tvaru a velikosti dielektrického objektu *Bomba* ($\epsilon_r = 2, 9$) pro jednotlivé vyslané pulsy: **SF = 2**, **SF = 16**, **SF = 64**

Na tomto obrázku jsou nezávisle na vyslaném pulsu vidět výsledky rekonstrukce při použití původní verze algoritmu, a to pro reálnou hodnotu $\epsilon_r = 2,9$, při níž byla provedena simulace. Na první pohled dochází k relativně přesným výsledkům. Objekt je pro každý z pulsů a danou permitivitu mírně rozměrově menší ve směrech X a Y dle profilových funkcí na Obr. 2.28. Neúměrné zvýšení relativní permitivity oproti skutečné hodnotě má za následek snížení citlivosti detekce zkoumaného objektu. Výsledky pro hodnoty $\epsilon_r = 5,8$ a $\epsilon_r = 8,7$ jsou tak zkreslené nevhodnou volbou parametru ϵ_r . Lze předpokládat, že při dalším zvýšení výpočetního parametru ϵ_r by nemuselo k detekci objektu dojít vůbec. Velmi důležité je také poznamenat, že tyto změny ϵ_r je nutné uvažovat vždy k referenční hodnotě ϵ_r skutečného objektu tj. 2,9. Jedná se tedy o parametr, jehož optimální nastavení pro daný případ vede na statistické vyhodnocování, protože v praxi je právě relativní permitivita často neznámou veličinou při pokusech rekonstruovat dielektrické objekty. Naopak neúměrným snížením ϵ_r oproti skutečnosti dochází k ještě většímu zvýšení citlivosti detekce, což povede na větší rozměry objektu než jsou ty skutečné.

Výsledky dosažené metodou bez využití podmínky dosažené plochy s parametry $s_1 = 4 \cdot 10^{-3}$, $s_2 = 3 \cdot 10^{-3}$, $k = 1$ prezentuje pro všechny vyslané pulsy Obr. 2.33 :



Obr. 2.33: Výsledný odhad objektu *Bomba* ($\epsilon_r = 2,9$) pro alternativní metodu

Na Obr. 2.33 jsou odhady pro $\epsilon_r = 5,8$ při použití alternativní metody. Je tedy zřejmé, že vhodným nastavením parametrů s_1, s_2, k lze nahradit statistický charakter ϵ_r . Nastavení těchto parametrů je dle jejich významu doporučeno volit na základě faktů zjištěných do bodu před jejich nastavováním jako jsou přibližné rozměry objektu v jednotlivých směrech (šířky profilových funkcí), vývoj pravděpodobnosti elementů v \mathbf{A}_{3D} funkci, případně přímo jejího tvaru.

2.4.1.3 Detailní rekonstrukce

V předchozích dílčích částech rekonstrukce objektu *Bomba* byly prezentovány výsledné odhady tvaru a velikosti jak pro případ ideálně vodivého materiálu tak i dielektrika z něhož se objekt skládal. Těchto odhadů bylo dosaženo ozářením objektu třemi různými pulsy se stejnou dobou trvání $2T_W = 4,8$ ns. Dosavadní odhady lze považovat za obecné ve smyslu získání prvotní představy o zkoumaném objektu co do jeho tvaru a velikosti. Pro některé účely mohou být tyto výsledky dostačující, ale pro některé mohou být stále příliš obecné.

Doposud není prakticky vzato jasné, zda je struktura objektu opravdu takto obecná nebo je složitější s výskytem detailů v některé z jeho částí. Z těchto důvodů je v této dílčí sekci rekonstrukce popsán výchozí proces při snaze získat představu o detailech zkoumané struktury. Vzápětí jsou zdůrazněny nevýhody a nedostatky tohoto prvotního pokusu, jejichž příčina je vysvětlena a jsou provedeny kroky k jejich odstranění. Výsledkem je tak zdokonalený odhad tvaru i velikosti objektu *Bomba* – detailní rekonstrukce.

Zásadním parametrem při detailní rekonstrukci je doba trvání vyslaného pulsu $2T_W$, z které přímo vychází nezávisle proměnná ξ [m] každé z profilových funkcí dle (2.4):

$$\xi = \frac{c_0 t}{2} \quad (2.4)$$

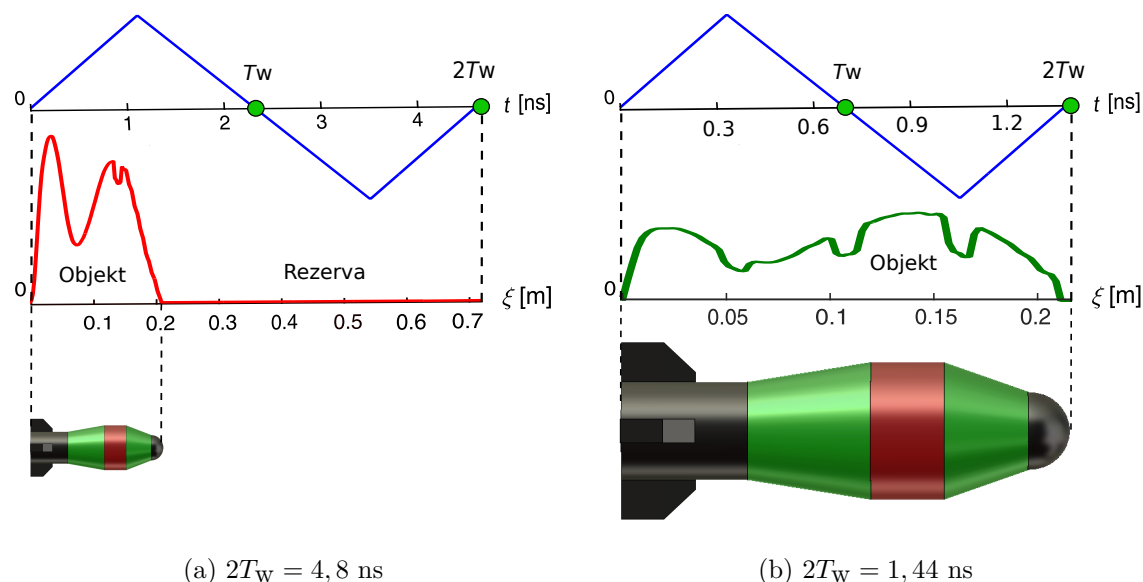
Kde :

ξ	... Nezávisle proměnná profilové funkce z daného směru ozáření [m]
t	... Nezávisle proměnná vyslaného pulsu $\rightarrow t \in \langle 0, 2T_W \rangle$ [s]
c_0	... Rychlost elektromagnetické vlny ve vakuu [m/s]

Vztah (2.4) tedy dává do souvislosti vzorky profilové funkce s příslušnými vzorky vyslaného pulsu respektive odezvy na tento puls. Jedná se tedy o přepočet nezávisle proměnných. Samotný přepočet funkčních hodnot však stále probíhá pomocí zmíněných inverzních lineárních operací (viz Obr. 1.4).

Z tohoto plyne jednoznačná souvislost mezi nastavenou dobou trvání vyslaného pulsu a předpokládanou velikostí zkoumaného objektu respektive délkou pomyslné osy ve směru ozáření kolmé na jednotlivé řezy objektu. Jinými slovy pokud budeme ozařovat objekt, jehož rozměr ve směru ozáření je vůči době trvání pulsu malý, tak získáme celou profilovou funkci objektu z daného směru ozáření.

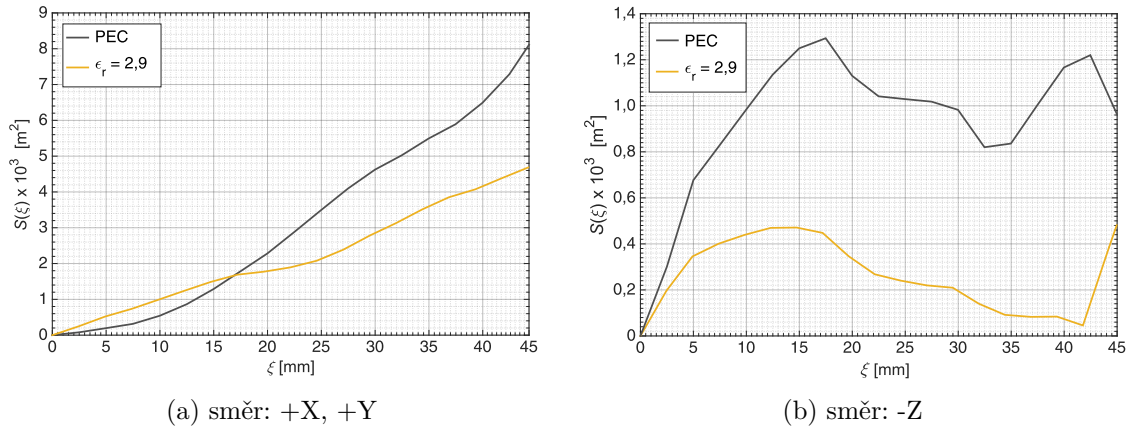
V opačném případě získáme pouze její část. Pokud však doba trvání pulsu bude přizpůsobena rozměrům objektu v daném směru tak opět celou profilovou funkci, která však nebude totožná jako předchozí. Pro jasnější pochopení problematiky slouží Obr. 2.34, kde je použit trojúhelníkový bipolární puls ($SF = 2$), jenž je při této detailní rekonstrukci použit i dále. Tyto platné úvahy vedou na obecný princip detailní rekonstrukce objektu popsany níže.



Obr. 2.34: Vliv doby trvání pulsu $2T_W$ na získanou profilovou funkci

Mezi Obr. 2.34a a 2.34b je mimo vzájemný přepočet nezávisle proměnných dle (2.4) vidět jak doba trvání pulsu ovlivňuje profilovou funkci při zachování všech ostatních faktorů (stejný objekt, stejný směr ozáření apod.). U profilových funkcí nejsou záměrně vyznačeny konkrétní hodnoty, protože jde pouze o ilustraci a znázornění principu. V případě Obr. 2.34a je objekt vůči době trvání pulsu malý. Rozměr objektu *Bomba* v naznačeném směru je 0,215 m což odpovídá profilové funkci, která však zabírá pouze část z celkových 0,72 m, kterých by objekt v tomto směru mohl dosahovat pro zachování celistvosti profilové funkce. Tento zbylý potenciální rozměr je označen jako *Rezerva*. Zásadní je srovnání s případem na Obr. 2.34b, kde je použit puls s menší dobou trvání 1,44 ns, což vede na maximální rozměr objektu v tomto směru právě 0,215 m. Při srovnání je na první pohled zřejmé, že profilová funkce na Obr. 2.34a je mnohem více obecná ve smyslu detekce detailu než na Obr. 2.34b, kde jsou znatelné i její detaily. Pokud bychom dále zkrátili puls, tak bychom nezískali celou profilovou funkci, ale pouze její část, která by obsahovala případné další detaily. Tímto procesem jsme schopni dospět k detailnímu odhadu zkoumaného objektu. Níže jsou uvedeny praktické výsledky pro vodivou i dielektrickou variantu objektu *Bomba*. Také je popsán způsob k dosažení ještě lepších výsledků.

V prvním kroku byl objekt ozářen ze tří vzájemně ortogonálních směrů stejně jako v předchozích případech obecné rekonstrukce +X, +Y, -Z. Ve všech třech směrech bylo provedeno ozáření vždy stejně dlouhým trojúhelníkovým pulsem s dobou $T_W = 0, 15$ ns. Pro přehlednost bude v souvislosti s dobou trvání pulsu dále uvažována hodnota T_W (tedy polovina celkové doby). Z Obr. 2.35 je kromě detailů zřejmá i souvislost délky průběhu profilové funkce 45 mm s dobou $T_W = 0, 15$ ns. Tyto detaily se projeví už ve vypočtené \mathbf{A}_{3D} funkci.

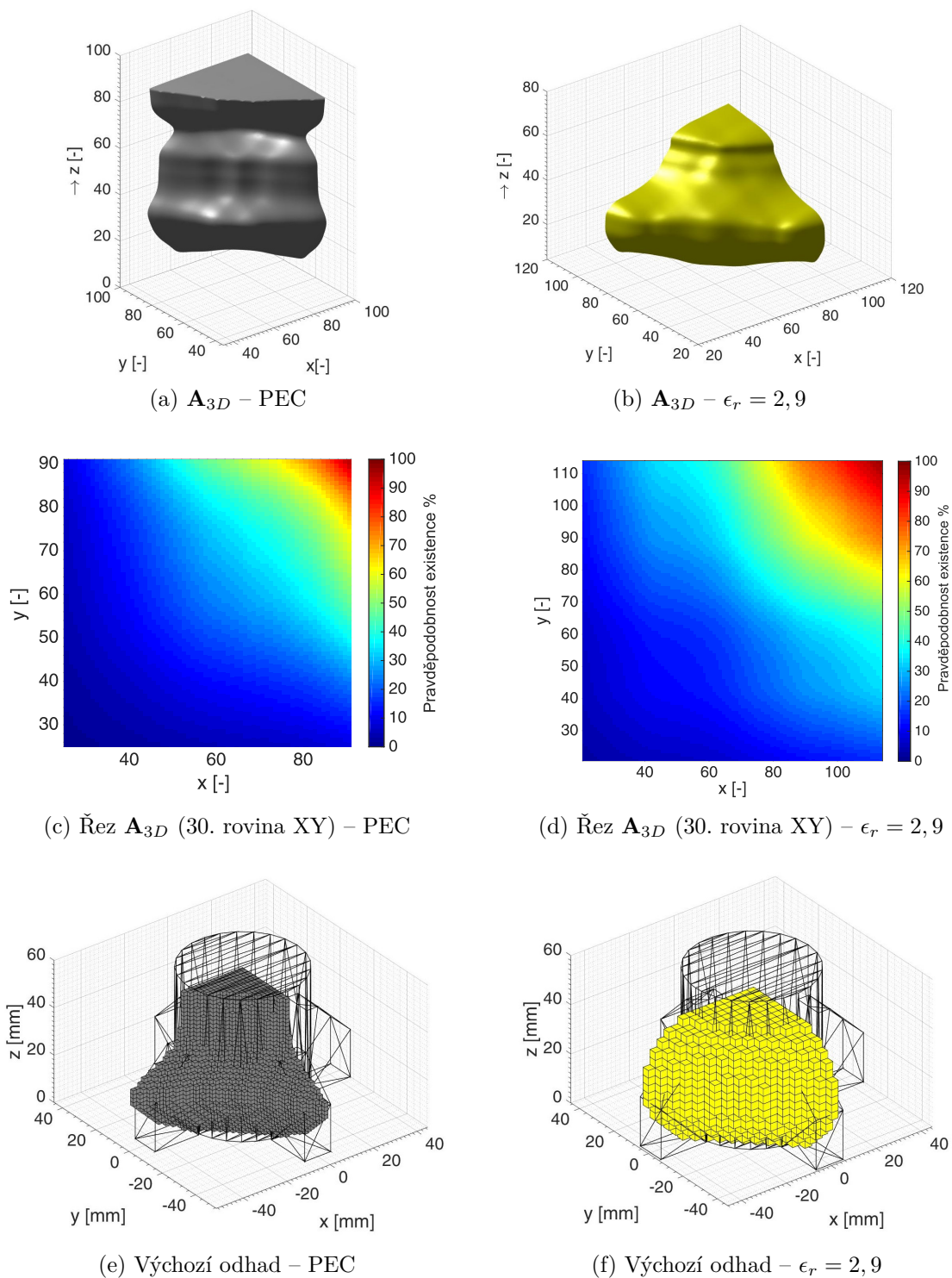


Obr. 2.35: Profilové funkce objektu *Bomba* pro oba materiály a dobu $T_W = 0, 15$ ns

Současně je vidět, že z takto získaných profilových funkcí není možné provést odhad celého objektu včetně jeho detailů. Na základě získaných profilových funkcí lze provést rekonstrukci pouze necelé zadní části objektu, kde se v podobě stabilizátorů vyskytují hledané detaily objektu. Každá z \mathbf{A}_{3D} funkcí tak bude představovat pouze část zadní části objektu, což je ostatně viditelné z Obr. 2.36 a souvisí to s již zmíněným.

Na Obr. 2.36a a Obr. 2.36b jsou pro demonstraci vlivu profilových funkcí z Obr. 2.35 vypočtené \mathbf{A}_{3D} funkce pro obě varianty objektu a uvažovanou dobu T_W . Obr. 2.36c a Obr. 2.36d znázorňují řezy XY \mathbf{A}_{3D} funkcemi v 30. rovině ve směru Z. Obrázky 2.36e a 2.36f ukazují výsledky rekonstrukce na základě předchozích dat dosažené pomocí původního algoritmu s korekcí profilové funkce ze směru Z.

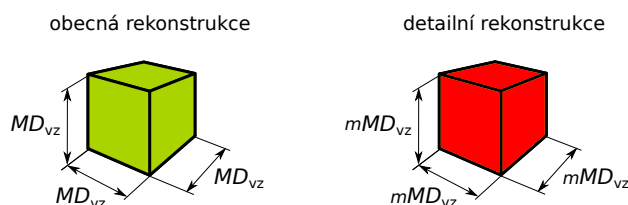
Při této výchozí názorné rekonstrukci byla tedy zrekonstruována pouze 1/4 detailní části objektu v rovině XY. Počet rovin ve směru Z je dán intervalem LM, proto se výška obou odhadů liší. Důležitý však je náznak vyskytujících se detailů, které se v podobě stabilizátorů s určitým posuvem vůči originálu vyskytují na správných pozicích pro oba případy.



Obr. 2.36: Výchozí odhad 1/4 detailní části objektu *Bomba* pro $T_W = 0, 15$ ns

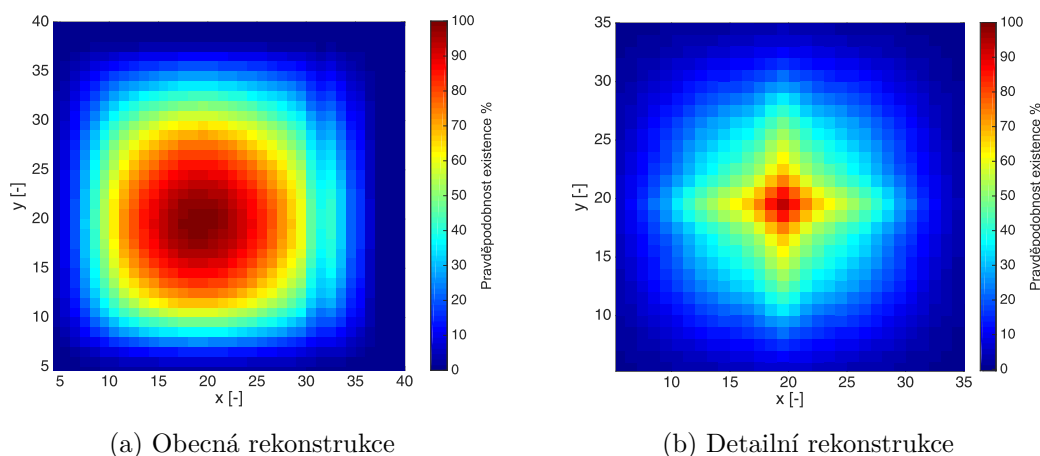
V tomto bodě je navíc nutné znázornit významný rozdíl ve způsobu korekce parametrem m oproti obecné rekonstrukci. K tomuto účelu slouží dva řezy XY \mathbf{A}_{3D} funkcemi ve spodní části objektu na Obr. 2.38. Oba řezy jsou ilustrační.

Zatímco při obecné rekonstrukci (Obr. 2.38a) byla profilová funkce ve směru rekonstrukce vynásobena pouze parametrem m dle vztahu (2.3) a současně byl zachován rozměr každého ze stavebních bloků (krychlí) objektu, tak při detailní rekonstrukci (Obr. 2.38b) je vhodné vynásobit tímto parametrem m také rozměry všech stran každé z krychlí. Na základě vztahu (2.3) je tedy upravena velikost každé už kompenzované krychle z Obr. 1.15 dle Obr. 2.37 :



Obr. 2.37: Rozdíl v rozměru stavebních elementů pro obecnou a detailní rekonstrukci

Pokud pomineme kvalitu rekonstrukce, tak u obecné varianty nezáleží na počtu krychlí jimiž je dané plochy dané rekonstrukční roviny dosaženo. Jinak řečeno není potřeba z \mathbf{A}_{3D} funkce extrahovat detaily, protože v ní nejsou obsaženy (Obr. 2.38a).



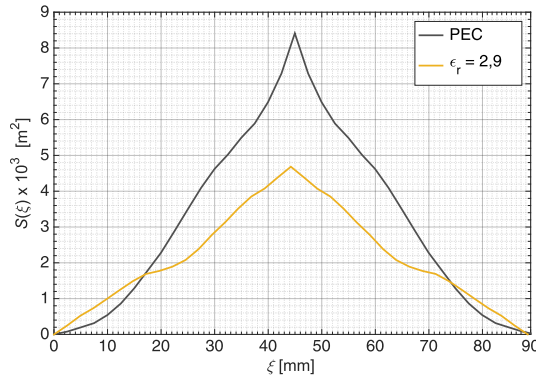
Obr. 2.38: Ilustrační příklad řezu XY ve spodní části \mathbf{A}_{3D} funkce objektu *Bomba*

Ovšem u \mathbf{A}_{3D} funkce v níž se tyto detaily vyskytují (Obr. 2.38b) je nutné je v každé z rovin detekovat a správně rozměrově převést do binární podoby. Tyto detaily jsou často ohraničeny konkrétním intervalem pravděpodobnosti jednotlivých elementů \mathbf{A}_{3D} funkce, a tedy záleží na počtu krychlí, jimiž je dané plochy dosaženo, protože tento počet udává právě hledané detaily. Čím více jsou tyto detaily dány elementy s vyššími hodnotami pravděpodobnosti, tím je těchto elementů méně a logicky pro zajištění rozměrové správnosti musí být jednotlivé krychle m – krát větší. Při významné kompresi je nutné interpolovat profilové funkce a výpočet opakovat.

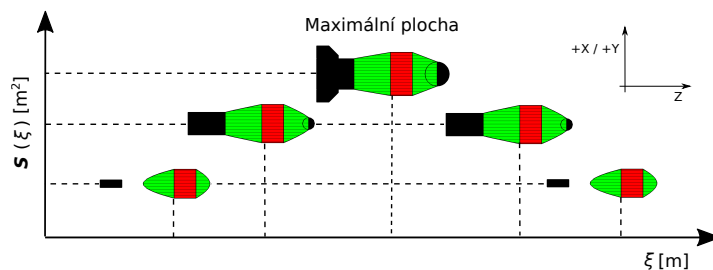
Materiál	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{VZ} [mm]
PEC	51	100	$\langle 75, 100 \rangle$	3,2	5	0,1
Polykarbonát	81	100	$\langle 92, 100 \rangle$	6	1	0,4

Tab. 2.1: Parametry výchozího odhadu 1/4 detailní části objektu *Bomba*

Nyní je cílem dosáhnout rekonstrukce ne pouze 1/4 objektu jako u výchozí rekonstrukce na Obr. 2.36, ale celé zadní části. Na základě předchozích obecných rekonstrukcí lze zavést předpoklad, že objekt je symetrický a tím pádem bez dalších simulací z protilehlých směrů (-X, -Y) tedy vzít profilové funkce z Obr. 2.35 (+X, +Y) a zrcadlit je podle jejich maximální hodnoty. Výsledkem jsou profilové funkce na Obr. 2.39a. Maximální hodnota je zvolena kvůli stabilizátoru, jenž se nachází v polovině objektu a způsobuje právě tuto maximální hodnotu profilové funkce (viz Obr. 2.39b). Ve směru Z objekt není symetrický a profilové funkce zůstávají stejné.



(a) Výsledné profilové funkce, směr: +X, +Y

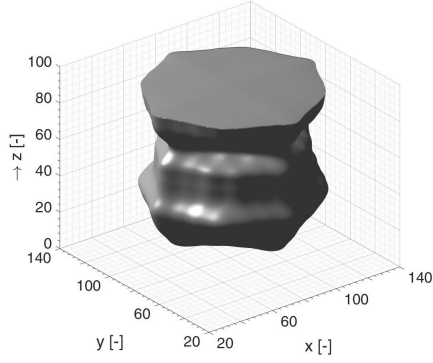


(b) Názorné přiblížení operace zrcadlení na daném objektu

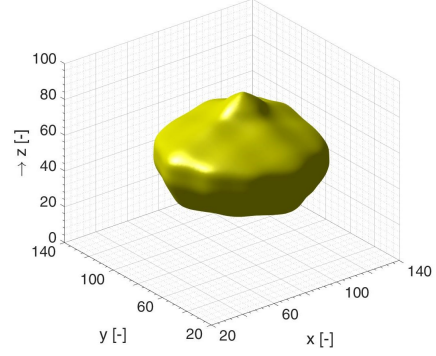
Obr. 2.39: Zrcadlené detailní profilové funkce pro $T_W = 0,15$ ns a souvislost této operace s jednotlivými řezy XZ respektive YZ rekonstruovaného objektu *Bomba*

Obr. 2.40 prezentuje výsledky, kterých bylo dosaženo využitím zrcadlených profilových funkcí ze směrů +X, +Y a nezměněných ze směru -Z pro obě varianty objektu. Rozdíly jsou oproti předchozímu případu na první pohled zřejmé.

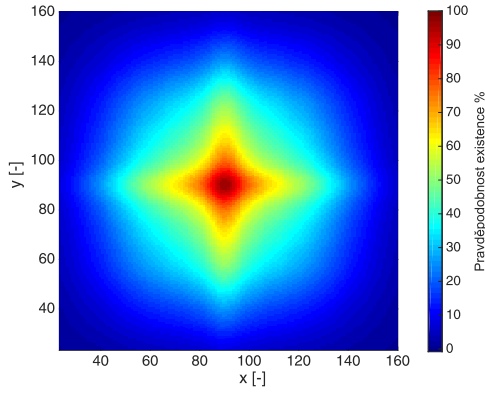
V uvedených řezech \mathbf{A}_{3D} funkcemi na Obr. 2.40c a Obr. 2.40d jsou znatelné detaily, jež jsou dány určitým počtem konkrétně umístěných elementů. Při těchto výpočtech byly použity parametry dle Tab. 2.2. Na Obr. 2.40e a Obr. 2.40f jsou výsledné odhady celé spodní části objektu včetně detailů.



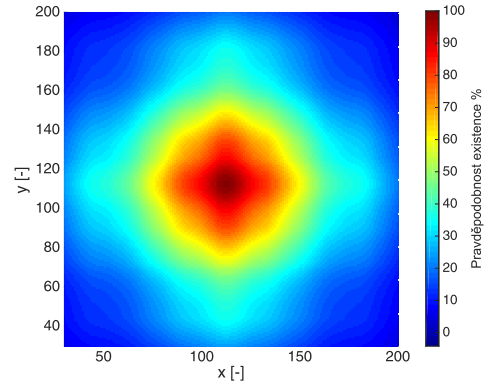
(a) \mathbf{A}_{3D} – PEC



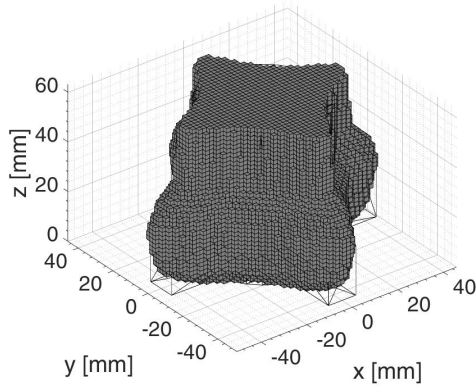
(b) \mathbf{A}_{3D} – $\epsilon_r = 2,9$



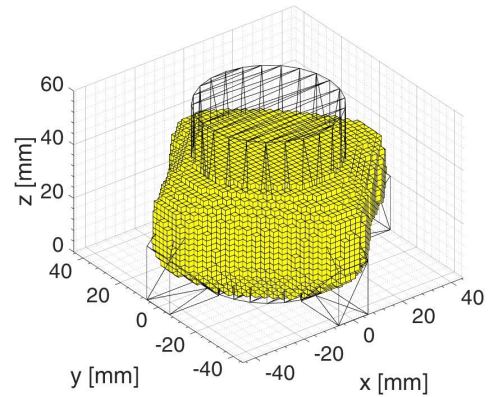
(c) Řez \mathbf{A}_{3D} (30. rovina XY) – PEC



(d) Řez \mathbf{A}_{3D} (30. rovina XY) – $\epsilon_r = 2,9$



(e) Odhad celé zadní části – PEC



(f) Odhad celé zadní části – $\epsilon_r = 2,9$

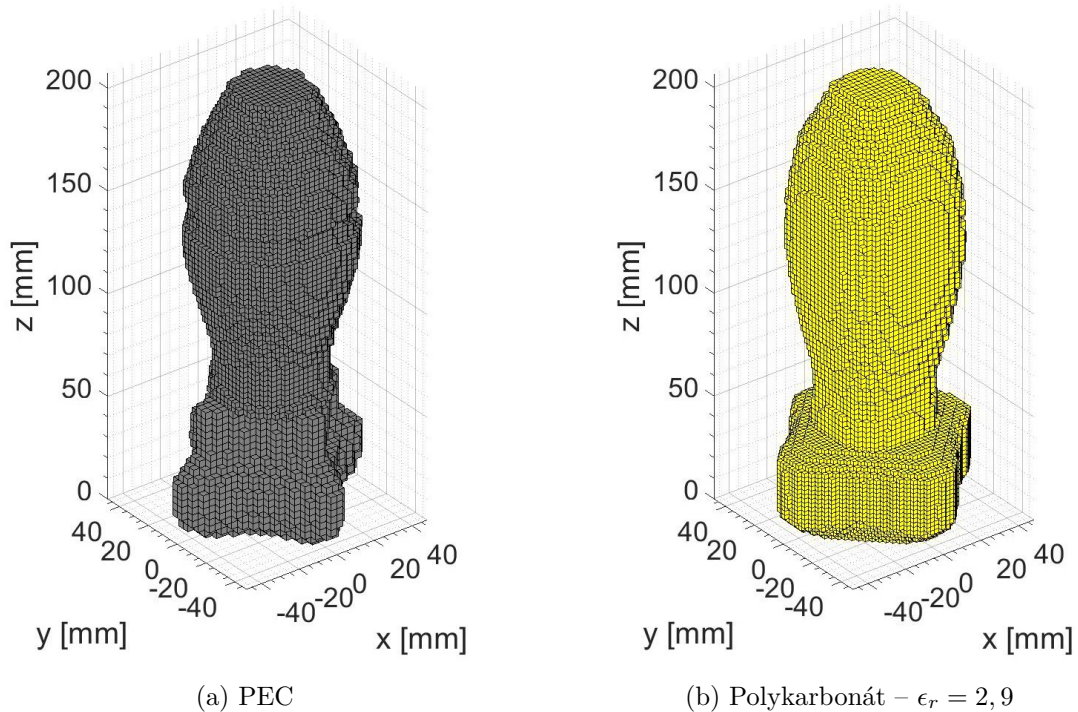
Obr. 2.40: Odhad celé detailní části objektu *Bomba* pro $T_W = 0,15$ ns

Materiál	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{Vz} [mm]
PEC	50	100	$\langle 75, 100 \rangle$	3,2	2	0,1
Polykarbonát	81	100	$\langle 92, 100 \rangle$	5	1	0,4

Tab. 2.2: Parametry odhadu celé detailní části objektu *Bomba*

Pro dielektrickou variantu byla navíc detailní referenční profilová funkce vynásobena konstantou 2,2 za účelem zmírnění podmínky dosažené plochy a zachycení detailů.

V tomto momentě je detailně zrekonstruována zadní část objektu. Pokud bychom originální objekt co do jeho tvaru i velikosti opravdu neznali, bylo by na místě pokračovat v aplikaci tohoto postupu detailní rekonstrukce i na jeho přední části. Ta ovšem žádné detaily neobsahuje, a proto je v dalším kroku přímo přistoupeno k celkové finální rekonstrukci objektu *Bomba*. Jako jedna z možností se nabízí nahradit profilovou funkci ze směru $-Z$ získanou pulsem s $T_W = 0,15$ ns profilovou funkcí obecnou z téhož směru, která byla získána z odezvy na puls s $T_W = 2,4$ ns. Tato profilová funkce však neobsahuje detaily, což by vedlo na potlačení získaných detailů. Nikoliv však jejich úplnou ztrátu. Z tohoto důvodu jsou finální odhady spojením separovaně získané obecné a detailní části objektu. Tyto finální odhady byly vypočteny v relativně vysokém rozlišení bez důrazu na časovou efektivitu.



Obr. 2.41: Finální odhady tvaru a velikosti objektu *Bomba*

Pro odhad obecné části objektu bylo využito alternativního přístupu zpracování \mathbf{A}_{3D} funkce dle Kap. 1.3.2. Naopak u detailní části byla použita původní metodika zpracování. Konkrétní rekonstrukční parametry pro obě části shrnuje Tab. 2.3 pro vodivou variantu a Tab. 2.4 pro dielektrickou variantu :

Obecná část							
s_1 [-]	s_2 [-]	k [-]	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	M [-]	D_{VZ} [mm]
$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	1	15	100	$\langle 15, 100 \rangle$	2	1,2
Detailní část							
–	–	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{VZ} [mm]
–	–	50	100	$\langle 75, 100 \rangle$	3,2	2	0,1

Tab. 2.3: Parametry odhadu obecné a detailní části vodivého objektu *Bomba*

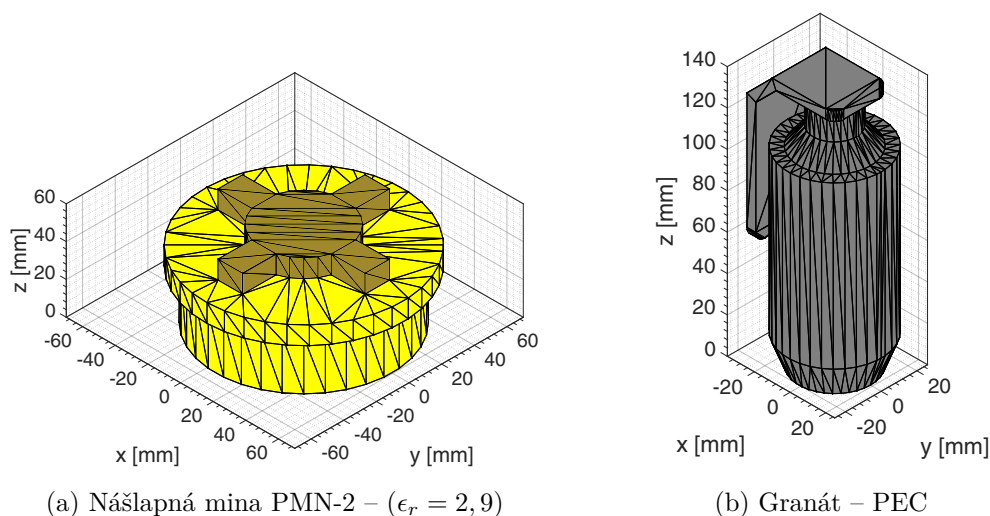
Obecná část							
s_1 [-]	s_2 [-]	k [-]	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	M [-]	D_{VZ} [mm]
$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	1	15	100	$\langle 15, 100 \rangle$	2	1,2
Detailní část							
–	–	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{VZ} [mm]
–	–	81	100	$\langle 92, 100 \rangle$	5	1	0,4

Tab. 2.4: Parametry odhadu obecné a detailní části dielektrického objektu *Bomba*

2.4.2 Rekonstrukce více objektů – *Mina, Granát*

V Kap. 2.4.1 byla názorně provedena obecná a vzápětí i detailní rekonstrukce jednoho objektu tvaru *Bomba* pro obě materiálové varianty (PEC, Polykarbonát $\epsilon_r = 2,9$). Tato materiálová kombinace zůstává stejná i v této sekci, kde je hlavním záměrem snaha o rekonstrukci dvou materiálově odlišných objektů vyskytujících se v dané zkoumané oblasti současně. Zprvu se rekonstrukce takové struktury může zdát totožná s případem rekonstrukce jednoho objektu, což je částečně pravda. V tomto případě je však nevyhnutelně nutné řešit zcela nové problémy v závislosti na prostorovém rozložení objektů, které není předem známé. Za hlavní faktory komplikující získk věrohodného odhadu obou objektů lze považovat jejich vzájemnou interakci a vznik falešných objektů, případně jejich kombinaci.

Sítové modely uvažovaných materiálově odlišných objektů jsou na Obr. 2.42 :



Obr. 2.42: Dílčí prostorové síťované modely dvojice rekonstruovaných objektů

V souvislosti s prvním samotně rekonstruovaným objektem *Bomba* jsou i nyní voleny objekty z kategorie "*munice*", kde lze snadno zavést určitou představu a propojení s praxí, a to i přes všechna zjednodušení jež jsou zavedena. Obr. 2.42a ilustruje síťový model reálné a relativně nově používané nášlapné miny typu PMN-2 vyrobené z plastu. Konkrétní typ plastu však není k dispozici, a proto je pro všechny části miny uvažován polykarbonát. Reálná podoba PMN-2 je na Obr. 2.43 :



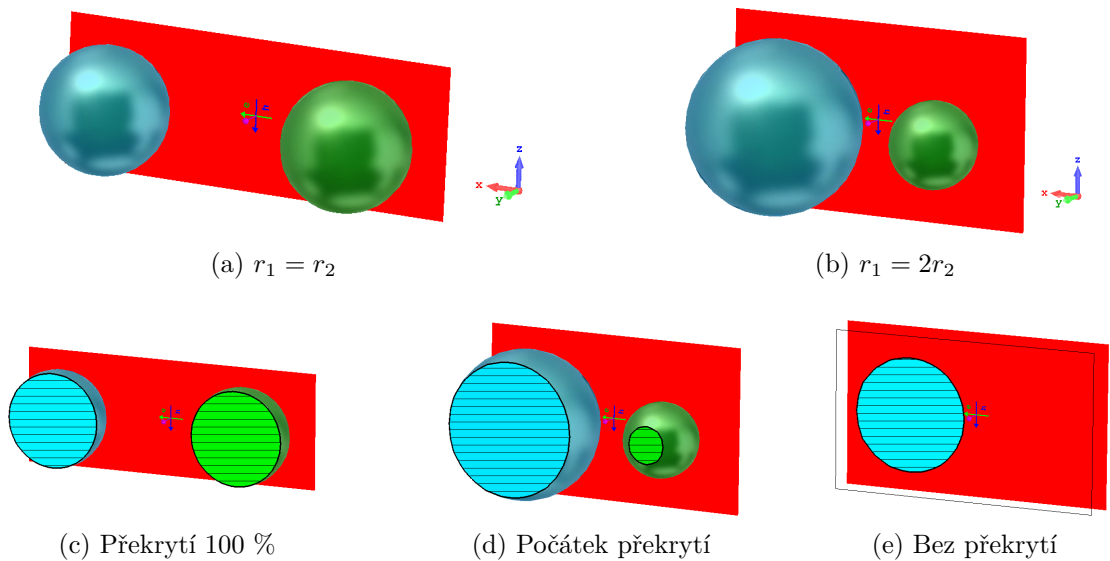
Obr. 2.43: Reálná podoba nášlapné miny typu PMN-2 – převzato z [5]

Obr. 2.42b ilustruje druhý z objektů v podobě nijak netypizovaného granátu, u něhož je uvažován dokonale elektricky vodivý povrch (PEC). Tento objekt je rozměrově srovnatelný s PMN-2 z důvodu zkoumání vlivu vodivého předmětu na výsledný odhad při současném výskytu předmětu dielektrického. Předpokládaná materiálová neznalost a její vliv na výsledný odhad obou objektů je též jedním ze zkoumaných aspektů související s použitou aproximací rozptýleného pole.

2.4.2.1 Vliv interakce objektů na výsledný odhad

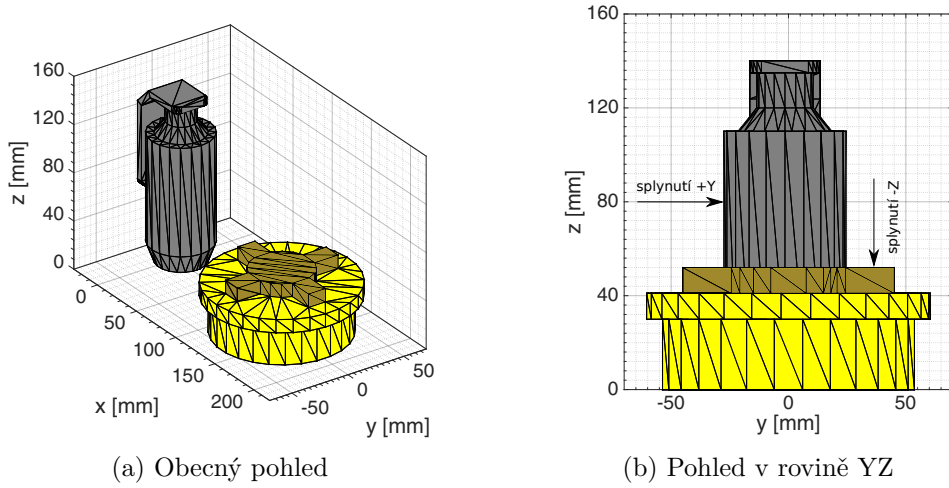
Interakcí objektů se rozumí vzájemné nepříznivé ovlivnění profilových funkcí, které je závislé na vzájemné poloze obou objektů a směrech, ve kterých jsou objekty ozářeny. Pokud leží objekty v jedné ose a současně dochází k ozáření těchto objektů ve směru kolmém na tuto osu, dochází ve výsledku k menšímu nebo většímu splynutí dílčích profilových funkcí do jedné, u které však nelze rozlišit plochy jednotlivých řezů obou dílčích objektů. Tímto způsobem dochází ke vzniku nepřesnosti výsledného odhadu. Míra splynutí dílčích profilových funkcí je dána mírou překrytí obou objektů.

Jako příklad lze uvést dvě koule o stejném průměru (Obr. 2.44a) umístěné vedle sebe v ose x , které byly ozářeny ve směru $+Y$ kolmém na tuto osu. V tomto případě dochází ke 100 % překryvu a tedy úplnému splynutí dílčích profilových funkcí. To stejné platí i pro funkce ze směrů $-Y$ a $\pm Z$ (Obr. 2.44c). Pouze ve směru $\pm X$ budou profilové funkce oddělené a v tomto ohledu přesné. Pokud jedna koule bude mít dvakrát větší průměr (Obr. 2.44b), potom překryv bude menší jako 100 % a dojde ke splynutí profilových funkcí pouze v oblasti překryvu (Obr. 2.44d a Obr. 2.44e).



Obr. 2.44: Ilustrační příklad interakce dvou objektů

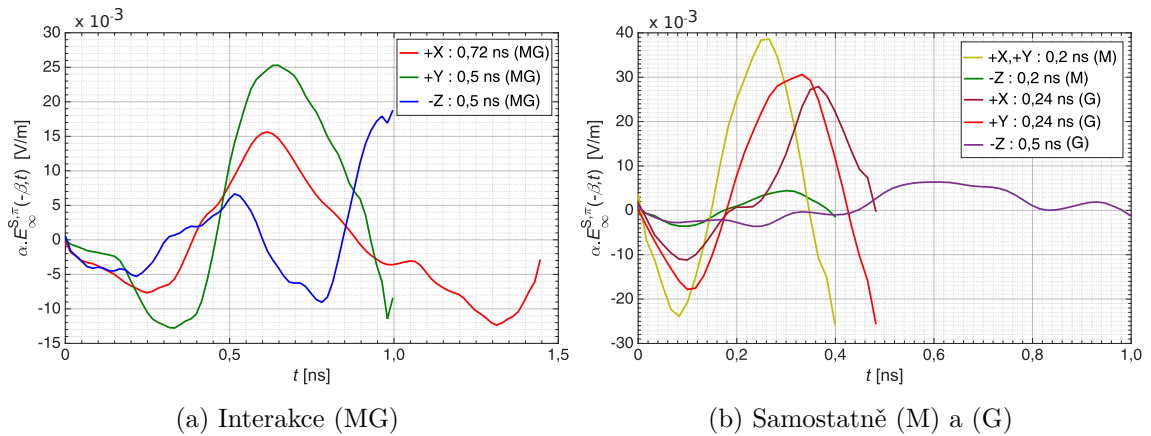
Nyní bude vliv této interakce zkoumán podrobněji na dvojici objektů z Obr. 2.42. Předpokládané umístění těchto objektů v prostoru znázorňuje Obr. 2.45. Na základě předchozích tvrzení lze předpokládat, že k interakci dojde ve směrech $\pm Y$ a $\pm Z$. Je však nutné dbát na fakt, že v praxi není toto prostorové rozložení známé. Současně také nevíme kolik objektů se ve zkoumané oblasti ve skutečnosti nachází.



Obr. 2.45: Vzájemné umístění objektů *Mina* (M) a *Granát* (G) v prostoru

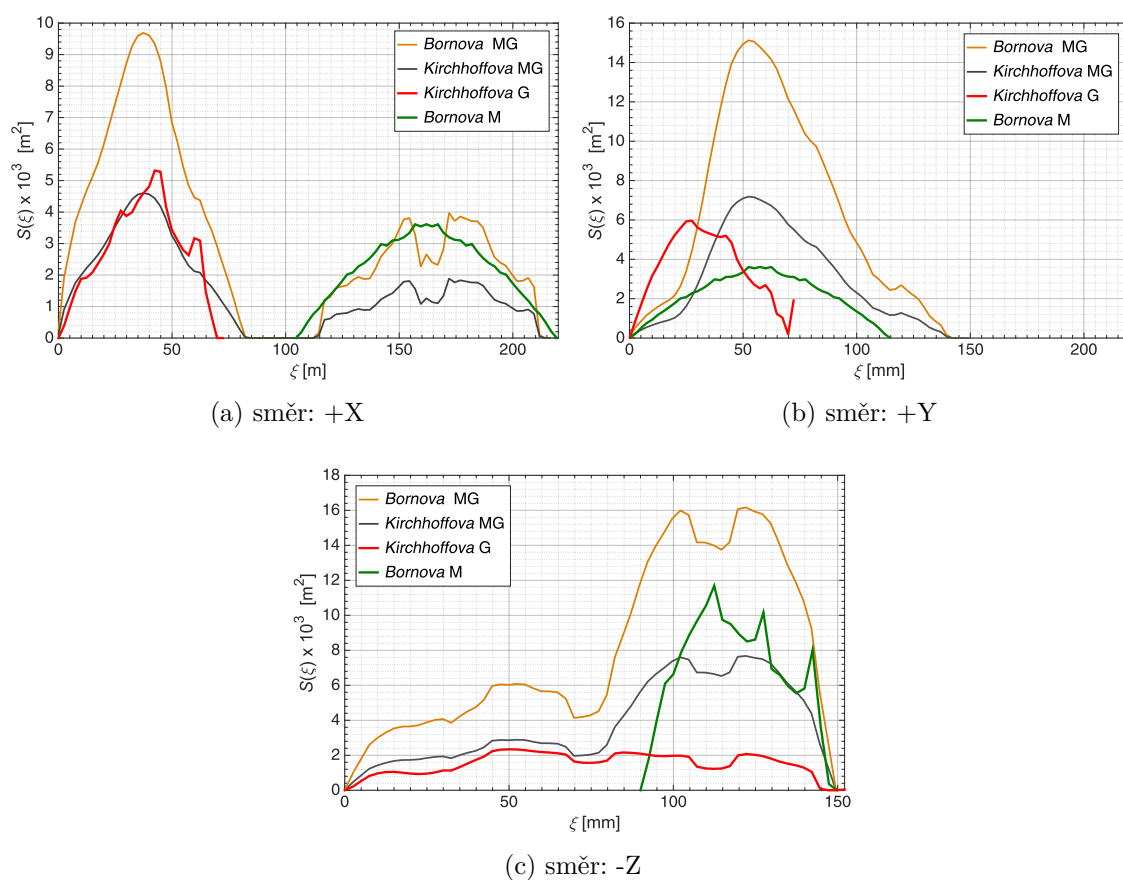
Jako tři vzájemně ortogonální směry ozáření jsou zvoleny směry $+X$, $+Y$ a $-Z$. Pro každý směr ozáření zvolíme časově přizpůsobený trojúhelníkový ($SF = 2$) bipolární puls s dobou $T_{W_x} = 0,72 \text{ ns}$, $T_{W_y} = 0,5 \text{ ns}$ a $T_{W_z} = 0,5 \text{ ns}$ (Obr. 2.46a), čímž získáme v každém směru celou profilovou funkci bez zbytečné rezervy (viz Obr. 2.34). Doba T_W je tedy přizpůsobena zkoumané struktuře. V praxi by tato doba byla volena s ohledem na předpokládané rozpětí zkoumané struktury v daném směru ozáření. Pro každý směr tedy může být doba T_W jiná, což povede na lepší výsledný odhad.

Kvůli posouzení míry interakce je provedena i rekonstrukce obou objektů samostatně. Doba T_W je opět rozměrově přizpůsobena (Obr. 2.46b). U objektu *Mina* jsou profilové funkce $+X$, $+Y$ z důvodu symetrie zrcadleny. Tomu odpovídají doby T_W v těchto směrech. Odezvy elektrické složky zpětně přijatého pole jsou na Obr. 2.46 :



Obr. 2.46: Odezvy získané ozářením interagujících (MG) a samostatných (M)/(G) objektů v CST – ($SF = 2$), Polarizace : $\alpha_x = (0, 0, 1)$, $\alpha_y = (1, 0, 0)$, $\alpha_z = (0, 1, 0)$

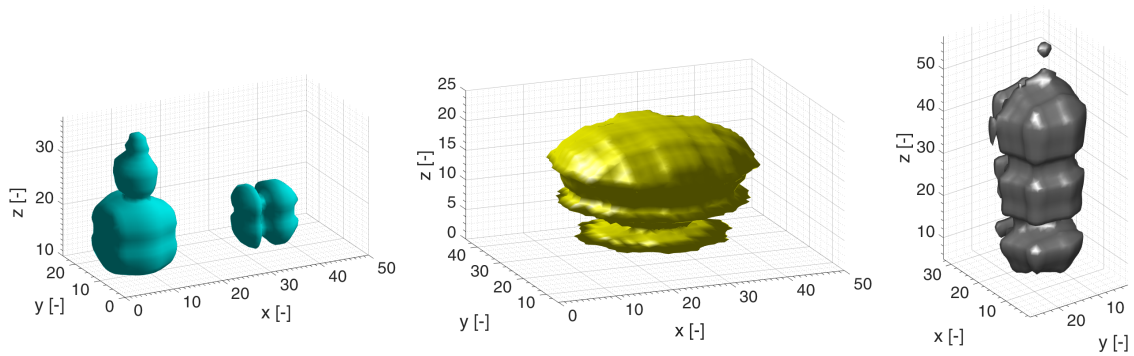
Při výpočtu profilových funkcí z odezev na Obr. 2.46 je nutné pro případ rekonstrukce více objektů, které nejsou materiálově stejné, řešit volbu použití *Kirchhoffovy* respektive *Bornovy* aproximace zpětně přijatého pole. Současně je také vhodné předpokládat, že dopředu není známo, zda jsou oba objekty vodivé, dielektrické nebo se materiálově liší. Z tohoto důvodu jsou za účelem srovnání a pozorování vlivu vypočteny profilové funkce při použití obou aproximací. Při výpočtu profilových funkcí separovaných objektů byla zvolena pro každý objekt správná aproximace (*Mina* – *Bornova* a *Granát* – *Kirchhoffova*). Takto získané výsledky tedy lze považovat za referenční. Profilové funkce jsou na Obr. 2.47 :



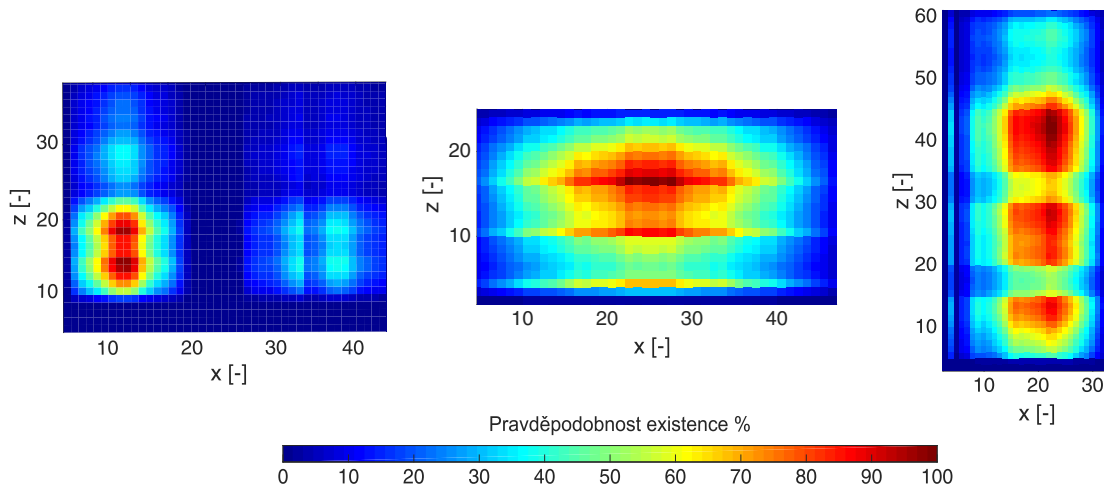
Obr. 2.47: Profilové funkce interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) objektů

Zaměřme se nyní pouze na případ interagujících profilových funkcí (MG). Pouze profilová funkce ze směru +X na Obr. 2.47a zcela rozlišuje oba objekty a nedochází v tomto směru k interakci a splynutí dílčích funkcí do jedné jak je tomu na Obr. 2.47b a 2.47c. Pokud se dopustíme mírné nepřesnosti při úvaze symetrie objektu *Granát* a současné skutečné symetrii objektu *Mina*, tak si lze všimnout, že profilová funkce ze směru +Y je v podstatě splynutím dílčích profilových funkcí obou objektů ze směru +X. Obdobu této situace lze sledovat také na funkci ze směru -Z, kde ovšem

dochází k splynutí pouze v oblasti se současným výskytem obou objektů. Pro větší ujasnění poslouží spolu s těmito profilovými funkcemi právě prostorové rozložení obou objektů na Obr. 2.45. Kromě interakce je také na Obr. 2.47 viditelný rozdíl v použití obou aproximací. Použití *Bornovy* aproximace se projevuje zvětšením plochy jednotlivých řezů objektu pro daný směr oproti případu, kdy je využita aproximace *Kirchhoffova*. Typ aproximace se však neprojeví ve vypočtených \mathbf{A}_{3D} funkcích z důvodu zachování vzájemného poměru funkčních hodnot všech profilových funkcí. Tím pádem se nezmění ani samotné hodnoty a rozložení jednotlivých elementů \mathbf{A}_{3D} funkce. Na Obr. 2.48a jsou tvary \mathbf{A}_{3D} funkcí pro případ interagujících i samostatně ozařovaných objektů. Obr. 2.48b znázorňuje řezy těmito funkcemi.



(a) Tvary \mathbf{A}_{3D} : Interakce (MG) – Mina (M) – Granát (G)

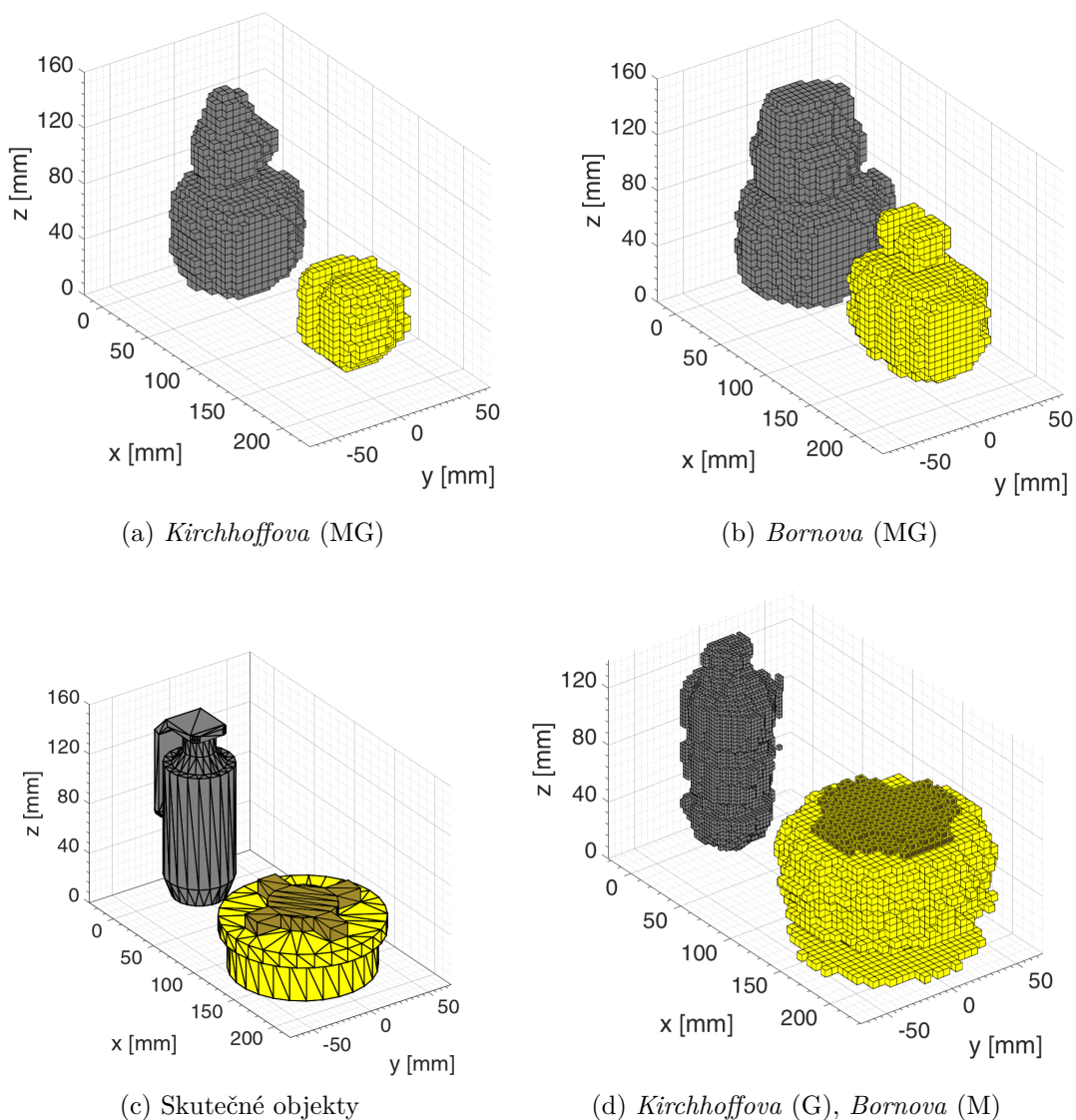


(b) Řezy \mathbf{A}_{3D} : 12. – 20. – 15. rovina

Obr. 2.48: Tvary \mathbf{A}_{3D} funkcí interagujících i samostatně rekonstruovaných objektů *Mina* a *Granát* + Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcemi v příslušných rovinách XZ ve směru Y

Zvolená aproximace má však vliv na výsledný odhad tvaru i velikosti zkoumaného objektu. Použitím nevhodné aproximace při výpočtu profilových funkcí určitého objektu dojde k jeho zkreslení. Příčinou tohoto zkreslení však není výchozí \mathbf{A}_{3D} funkce.

Zkreslení vzniká při testování podmínky dosažené plochy u každé z rekonstrukčních rovin. Pokud byla využita například *Kirchhoffova* aproximace pro dielektrický objekt, potom budou hodnoty všech profilových funkcí včetně té referenční menší, což povede na rychlejší dosažení plochy každé z rovin a nebudou tak vykresleny vnější stavební bloky tvořící právě tvar objektu. Vlivem toho bude objekt velikostně i tvarově zkreslený. Přesně tomuto popisu odpovídá odhad objektu *Mina* na Obr. 2.49a. Naopak použití *Bornovy* aproximace a tím pádem zlepšení odhadu objektu *Mina* na úkor zhoršeného odhadu objektu *Granát* ukazuje Obr. 2.49b.



Obr. 2.49: Výsledné odhady interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) objektů

K tomuto faktu je navíc nutno započíst zkreslení vlivem interakce obou objektů. Výsledek samostatného ozáření obou objektů je na Obr. 2.49d, kde se odhad mnohem více blíží skutečnosti na Obr. 2.49c. Objekty byly rekonstruovány ve směru X.

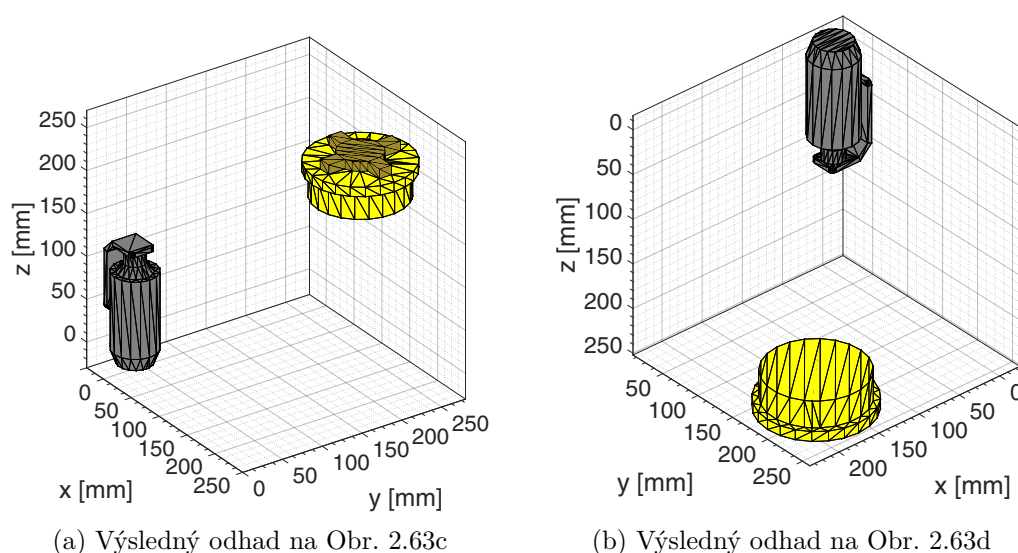
Při této obecné rekonstrukci (Obr. 2.37) byla použita původní metodika zpracování A_{3D} funkce. Rekonstrukční parametry pro případy z Obr. 2.49 shrnuje Tab. 2.5 :

Případ	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{VZ} [mm]
<i>Kirchhoffova</i> (MG)	19	100	$\langle 19, 100 \rangle$	1,7	2	2,4
<i>Bornova</i> (MG)	10	100	$\langle 10, 100 \rangle$	1,3	2	2,4
<i>Kirchhoffova</i> (G)	30	100	$\langle 30, 100 \rangle$	1	2	2,4
<i>Bornova</i> (M)	43	100	$\langle 43, 100 \rangle$	1,2	2	2,4

Tab. 2.5: Parametry odhadu interagujících (MG) a separovaných (M)/(G) objektů

2.4.2.2 Vznik falešných objektů při rekonstrukci

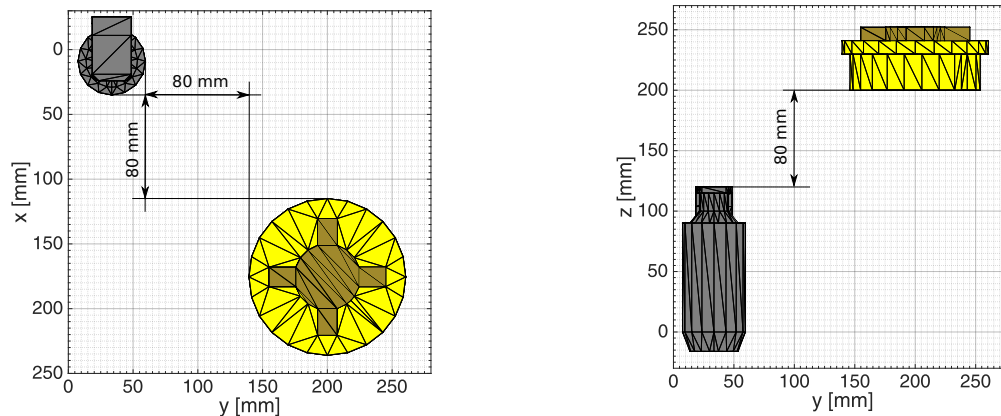
Stejně jako problém interagujících objektů i vznik objektů falešných je závislý na vzájemné poloze obou objektů ve zkoumaném prostoru. I v tomto případě se jedná o obecný problém při rekonstrukci více objektů. Pro demonstraci a případné srovnání výsledků je uvažována naprosto stejná dvojice objektů jako v předchozím případě. Zásadní rozdíl je ve vzájemném umístění, které je znázorněno na Obr. 2.50 :



Obr. 2.50: Vzájemné umístění objektů *Mina* a *Granát* způsobující neurčitost

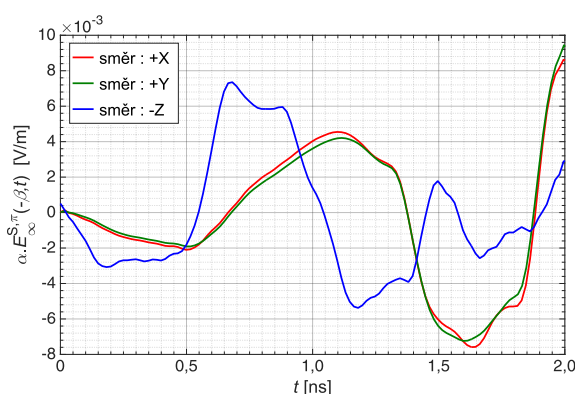
Záměrně byla struktura namodelována tak, aby v žádném směru ozáření nemohlo dojít k překrytí a splynutí dílčích profilových funkcí. Jedná se tedy o případ, kdy je třeba řešit pouze vznik falešných objektů. Samozřejmě v praxi může relativně

snadno nastat situace, kdy se oba tyto problémy zkombinují. V tomto případě je paradoxem, že jeden problém zmírňuje dopady toho druhého. Pro názornost jsou na Obr. 2.51 uvedeny průměty do roviny XY a YZ zkoumané struktury. V každém ze směrů ozáření jsou od sebe objekty vzdáleny o stejnou vzdálenost 80 mm.



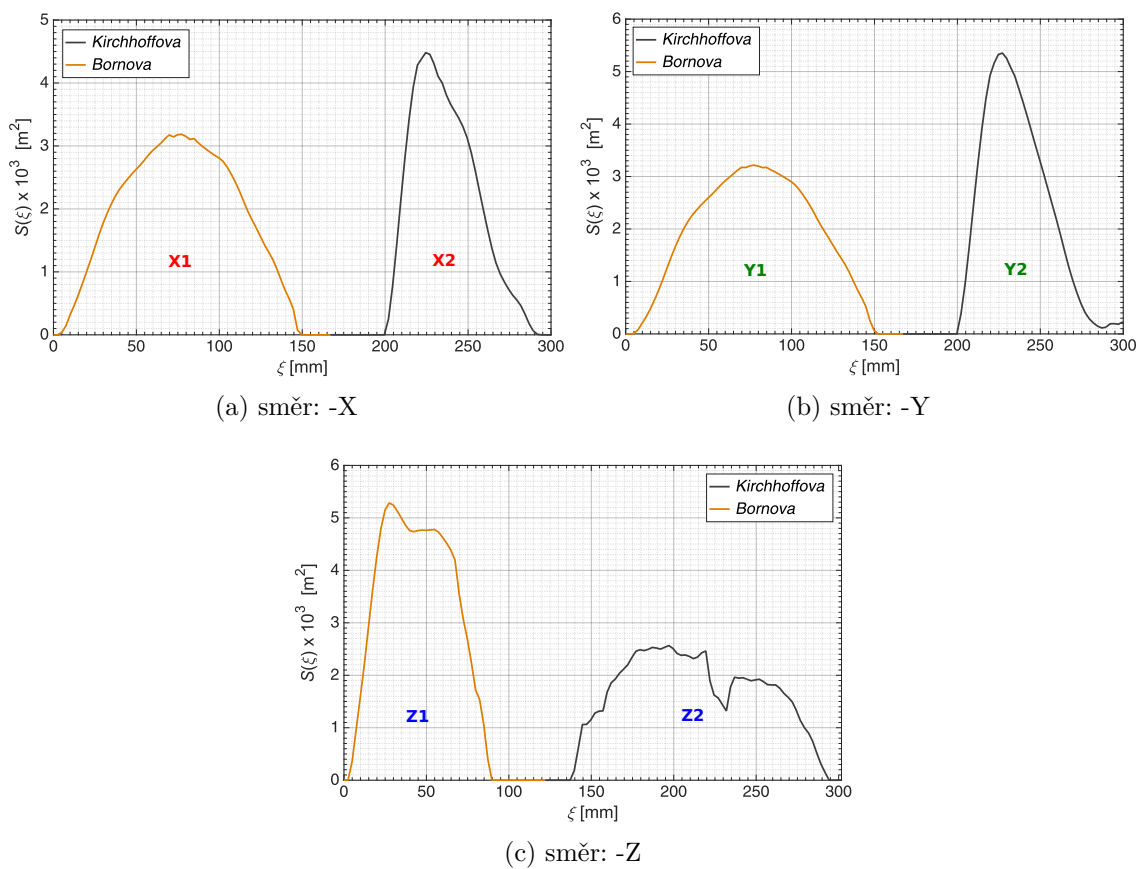
Obr. 2.51: Zobrazení vzájemných vzdáleností obou objektů v jednotlivých směrech

Jako tři vzájemně ortogonální směry ozáření jsou v souvislosti s Obr. 2.50 zvoleny směry -X, -Y a -Z. Ve všech směrech byla zkoumaná oblast ozářena bipolárním trojúhelníkovým pulsem ($SF = 2$), jehož doba T_W byla opět přizpůsobena rozpětí zkoumané struktury ve všech směrech ozáření. Tyto vzdálenosti jsou vždy rovny součtu rozměrů obou objektů v daném směru a vzájemné vzdálenosti 80 mm. Vzdálenost pro směr X a Y činí 261,5 mm a 268 mm pro směr Z. Vzhledem k nepodstatnému rozdílu zvolíme dobu $T_{W_x} = T_{W_y} = T_{W_z} = 1$ ns. Tímto pulsem jsme tedy schopni získat profilové funkce objektu (v tomto případě objektů) na vzdálenosti 300 mm od počátku prvního detekovaného. Příslušné odezvy jsou uvedeny na Obr. 2.52 :



Obr. 2.52: Odezvy získané ozářením dvojice nepřekrývajících se objektů v CST ($SF = 2$), Polarizace : $\alpha_x = (0, 0, 1)$, $\alpha_y = (1, 0, 0)$, $\alpha_z = (0, 1, 0)$

Při výpočtu profilových funkcí byla už přímo použita *Kirchhoffova* aproximace pro objekt *Granát* a *Bornova* aproximace pro objekt *Mina*. Vliv materiálové neurčitosti při rekonstrukci dvou objektů byl již popsán v Kap. 2.4.2.1. Při tomto pokusu též není předmětem zkoumat vliv volby parametru ϵ_r , a proto je přistoupeno stejně jako v předchozím případě k přímé volbě $\epsilon_r = 2, 9$. Vliv hodnoty ϵ_r na výsledné profilové funkce uvádí Obr. 2.31. Z profilových funkcí na Obr. 2.53 je bez dalších výpočtů možné vyčíst, že ve zkoumané oblasti se pravděpodobně nachází dva objekty, které jsou od sebe v každém směru vzdáleny a nedochází tedy k jejich vzájemnému překrytí. Dále je možné vyčíst, že vzdálenost mezi objekty v každém směru je přibližně rovna 50 mm oproti skutečným 80 mm. Tato informace se tedy musí brát s rezervou.



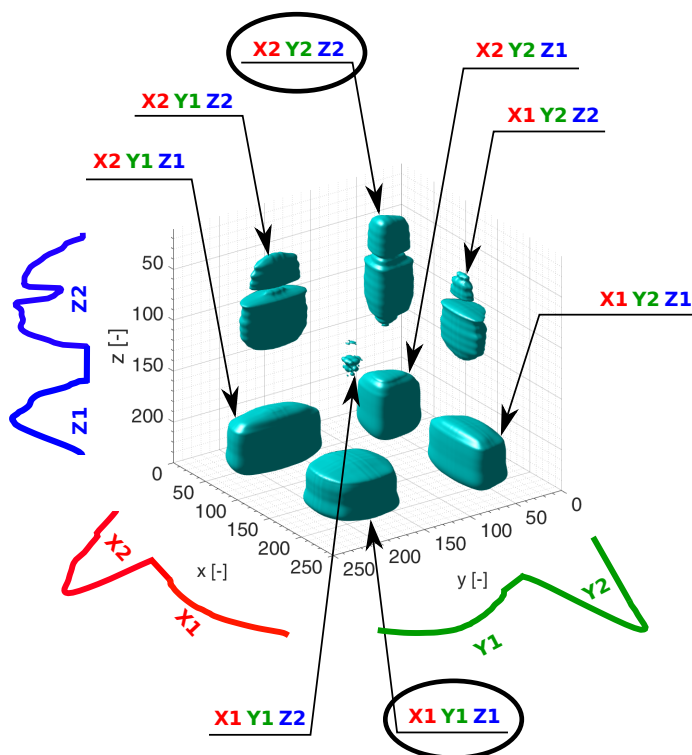
Obr. 2.53: Profilové funkce dvou nepřekrývajících se objektů (M) a (G)

Nyní nastává již zmíněný paradox. V tomto případě nedochází k vzájemnému překrytí objektů, protože mezi objekty je v každém směru mezera. Právě vlivem tohoto prostorového rozlišení získáváme celkem šest profilových funkcí. Předem totiž nevíme jakým způsobem jsou objekty ve zkoumané oblasti rozloženy. Není možné tvrdit, že profilová funkce X1 jde do souvislosti s profilovou funkcí Y1 a Z1 a tvoří tak jeden z objektů. Jinými slovy kvůli absolutní neznalosti rozložení objektů nevíme,

zda v každém ze směrů dochází jako první k detekci toho samého objektu. Stejně pravděpodobná je tak možnost, že část X1 souvisí s částmi Y2 a Z2. Pouze touto krátkou úvahou dostáváme první neurčitost. Obecně lze tedy říci, že mezi celkovým počtem objektů CPO a skutečným počtem objektů SPO při vzájemném oddělení objektů v p z celkových tří vzájemně ortogonálních směrů platí vztah (2.5) :

$$CPO = SPO^p \quad (2.5)$$

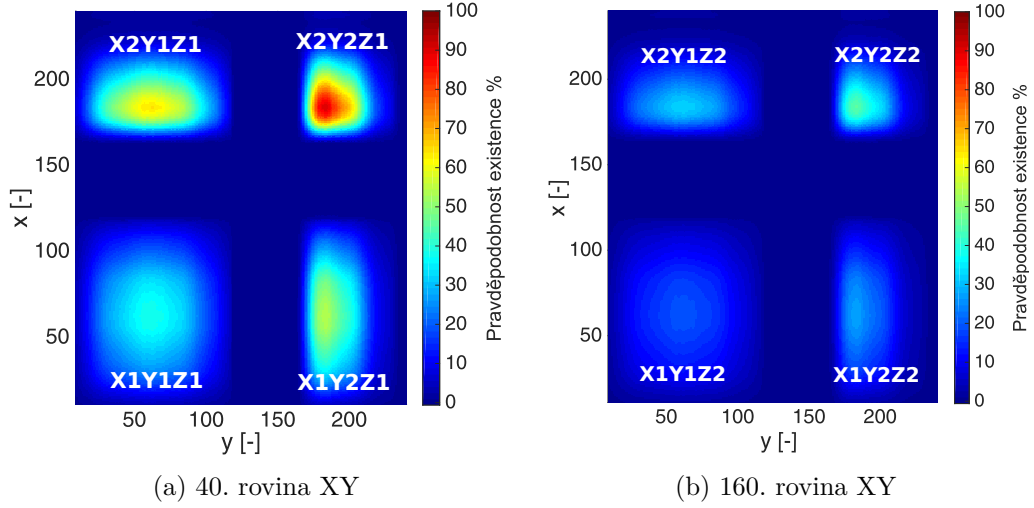
Tento vztah potvrzuje i vypočtená A_{3D} funkce na Obr. 2.54, kde je vidět výskyt právě osmi objektů, z nichž dva jsou reálné a šest falešných. Názorně je také naznačen proces, kterým vzniká tato neurčitost. Tento vztah lze aplikovat i na předchozí případ dvou ($SPO = 2$) interagujících předmětů, kde byly objekty rozlišeny v jednom směru ($p = 1$). Zde tedy platilo $CPO = SPO = 2$. Nyní jsou tyto dva objekty ($SPO = 2$) rozlišeny ve třech směrech ($p = 3$), a proto dostáváme celkem osm objektů ($CPO = SPO^3 = 8$). Pro případ třech skutečných objektů rozlišených ve všech třech směrech tak dostáváme $CPO = 27$, z nichž pouze tři skutečně existují.



Obr. 2.54: Tvar A_{3D} funkce dvou nepřekrývajících se objektů (M) a (G)

Zakroužkované kombinace profilových funkcí na Obr. 2.54 označují skutečné objekty (Obr. 2.50b). V praxi by však tento krok nebylo možné udělat. Barevné křivky označují jednotlivé profilové funkce v příslušném směru z Obr. 2.53.

Při znalosti zkoumané struktury a identifikaci skutečných objektů vzniká při pohledu na řezy předchozí \mathbf{A}_{3D} funkce v rovině XY v 40. a 160. rovině ve směru Z další problém viditelný na Obr. 2.55:

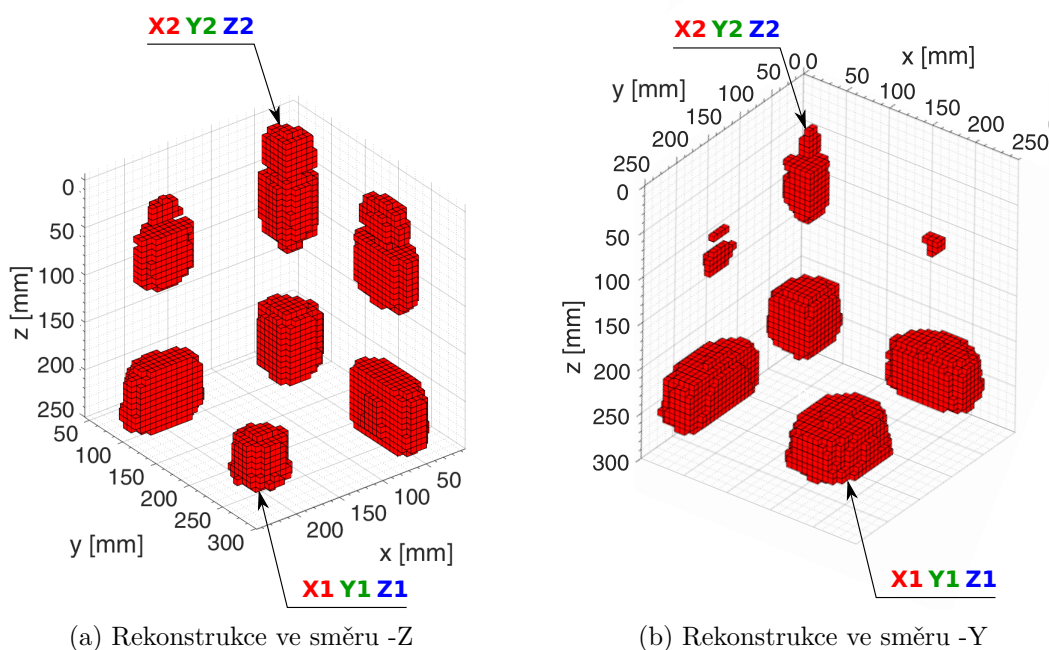


Obr. 2.55: Řezy \mathbf{A}_{3D} funkcí dvou nepřekrývajících se objektů v rovinách XY

Princip výpočtu \mathbf{A}_{3D} funkce automaticky způsobí maximální hodnoty pravděpodobnosti existence objektu v těch bodech \mathbf{A}_{3D} funkce, kde nastává násobení maximálních hodnot profilových funkcí. Ve spojení se zmíněnou problematikou neurčitosti tak může snadno dojít k tomu, že shluk elementů s vysokými hodnotami pravděpodobnosti představuje falešný objekt, který vůbec neexistuje. Tento fakt je znatelný na obou řezech na Obr. 2.55. Falešný objekt X2Y2Z1 disponuje nejvyšší pravděpodobností výskytu, protože je dán součinem dílčích profilových funkcí s nejvyššími hodnotami X2Y2Z1. Naopak skutečný objekt X1Y1Z1 (*Mina*) je tvořen elementy s relativně nízkými hodnotami pravděpodobnosti. Důvodem je kombinace profilových funkcí, jejichž funkční hodnoty jsou nižší. Obdobná situace platí i pro objekt *Granát* daný kombinací X2Y2Z2. Pro lepší orientaci je vhodné na řezy nahlížet v souvislosti s Obr. 2.54.

Dalším nepříznivým faktem je, že při samotné rekonstrukci dochází při testování podmínky dosažené plochy k jejímu rozložení od nejvyšších pravděpodobností po ty nejnižší. Z principu tedy mohou být přednostně zrekonstruovány falešné (vysoce pravděpodobné) objekty a naopak ty skutečné vlivem tohoto jevu mohou být ignorovány respektive potlačeny. Tento jev je dobře viditelný na Obr. 2.56 u objektu X1Y1Z1 (*Mina*), kdy byla struktura rekonstruována ve směru -Z. Mezi spodní čtveřicí objektů je *Mina* reprezentována elementy s nízkými hodnotami pravděpodobnosti (Obr. 2.56a).

Její odhad je tedy značně zkreslený falešnými objekty s vysokou pravděpodobností, na které bylo z principu testování podmínky plochy využito přednostně. Falešný objekt X1Y1Z2 nebyl z tohoto důvodu zrekonstruován vůbec. Opak lze sledovat u horní čtveřice objektů, kde objekt X2Y2Z2 (*Granát*) má nejvyšší hodnoty pravděpodobnosti a byly tedy zrekonstruovány všechny jeho elementy bez ohledu na jeho sebemenší detail. Tento jev je možné částečně eliminovat provedením rekonstrukce v jednotlivých směrech ozáření, což je vidět na Obr. 2.56b, kde se však míra vykreslení pro oba skutečné předměty prohodila.



Obr. 2.56: Výsledné odhady dvojice nepřekrývajících se objektů (M) a (G)

Rekonstrukční parametry tohoto neurčitého odhadu shrnuje pro oba směry rekonstrukce Tab. 2.6. Pokud pomineme vzájemné ovlivňování falešných a skutečných objektů na úrovni pravděpodobnostních elementů v procesu rekonstrukce, tak i přesto nejsme schopni určit, který objekt je skutečný a který falešný. Jedno z řešení založené na radarové detekci pozice cíle využívající korelaci je popsáno níže.

Směr rekonstrukce	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{vz} [mm]
-Z	21	100	$\langle 21, 100 \rangle$	2	2	2,4
-Y	19	100	$\langle 19, 100 \rangle$	1,6	2	2,4

Tab. 2.6: Rekonstrukční parametry dvou detekovaných nepřekrývajících se objektů

2.4.2.3 Eliminace falešných objektů a výsledný odhad

V této sekci popsany způsob eliminace falešných objektů je založen na radarové detekci pozic skutečných objektů ve zkoumané oblasti nezávisle na jejich tvaru, velikosti a dalších vlastnostech. Jinak řečeno na detekci okrajů těchto objektů v daných směrech. Tento postup lze aplikovat právě na profilové funkce, které v daném směru rozlišují v našem případě dva objekty (Obr. 2.53).

Tímto stylem vzniká ona neurčitost ve vzájemné souvislosti dílčích profilových funkcí, které spolu tvoří skutečný existující objekt. Pro detekci pozic skutečných objektů je využito základního principu radarové techniky, který využívá vztahu mezi vzdáleností objektu d [m], časovým zpožděním objektem odraženého vyslaného pulsu t_d [s] a rychlostí šíření vlny ve vzduchu c_0 [m/s] dle vztahu (2.6):

$$d = \frac{c_0 t_d}{2} \quad (2.6)$$

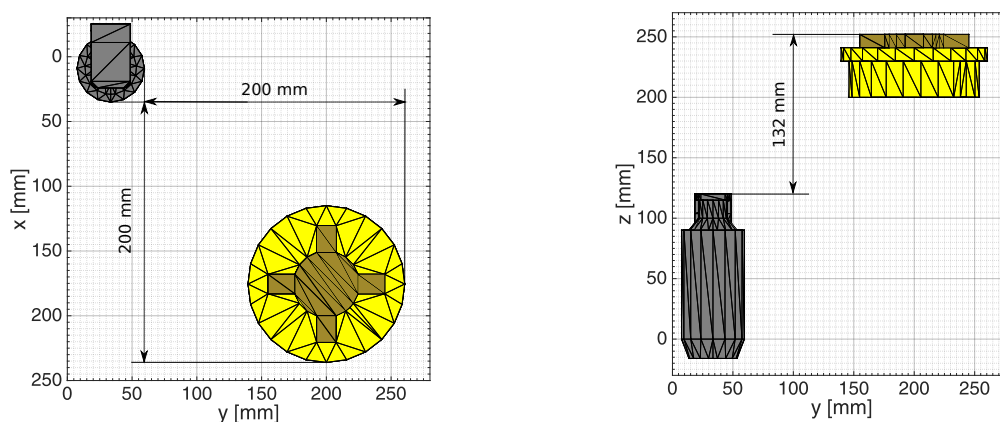
V našem případě se jedná o příjem dvou odezev s různým zpožděním (t_{d_1} , t_{d_2}) vlivem různé vzdálenosti (d_1 , d_2) skutečných objektů ve směru ozáření. Důležitou veličinou je pak radarová vzdálenost mezi objekty v daném směru $\Delta d = d_2 - d_1$. Signálovým zpracováním získáme zpoždění obou zpětně přijatých odezev a následně onu radarovou vzdálenost mezi objekty Δd . Toto signálové zpracování spočívá ve výpočtu vzájemné korelační funkce signálu přijatého $s_p(t) = \alpha \cdot E_\infty^{S,\pi}(-\beta, t)$ [V/m] a vyslaného $s_v(t) = A(t)$, přičemž oba průběhy jsou před zpracováním normovány. Z této vypočtené korelační funkce je odečteno časové zpoždění mezi oběma odezvami $\Delta t_d = t_{d_2} - t_{d_1}$ a vypočtena radarová vzdálenost mezi objekty Δd dle vztahu (2.7) :

$$\Delta d = \frac{c_0 (t_{d_2} - t_{d_1})}{2} \quad (2.7)$$

Předpokládaná radarová vzdálenost mezi objekty v daném směru Δd je klíčovým faktorem při parametrizaci vysílaného pulsu. Dobře navržený radarový systém by měl být schopen rozlišit cíle oddělené polovinou doby trvání pulsu. Doba trvání pulsu $\tau = 2T_w$ [s] tak musí být pro zajištění spolehlivého rozlišení objektů přizpůsobena rozlišovací schopnosti radaru ve vzdálenosti Δd_{min} [m] (minimální radarová vzdálenost mezi objekty). Pro tyto účely je potřeba použít rádiový puls, jehož doba trvání τ musí na základě předchozích tvrzení splňovat rovnici (2.8):

$$\tau \leq \frac{2\Delta d_{min}}{c} \quad (2.8)$$

Pokud by byla doba trvání pulsu příliš velká vůči radarové vzdálenosti mezi objekty, došlo by při následném signálovém zpracování k překrytí maxim korelačních funkcí a objekty by splynuly v jeden jediný. V dalším kroku je přistoupeno k ozáření celé zkoumané oblasti ze tří vzájemně ortogonálních směrů, které nemusí být nutně totožné s těmi, ze kterých byly získány profilové funkce na Obr. 2.53. Radarové vzdálenosti objektů ve směrech -X, -Y a -Z znázorňuje Obr. 2.57 :



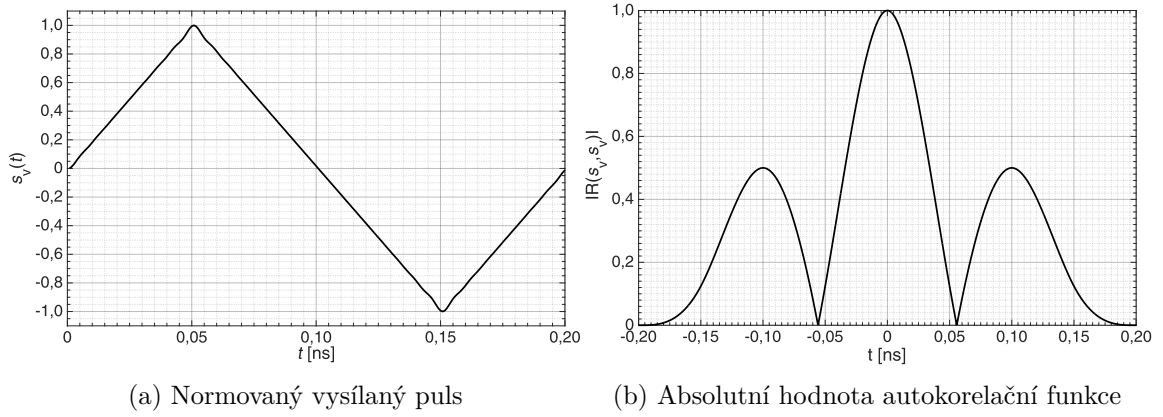
Obr. 2.57: Zobrazení radarových vzdáleností mezi objekty ve zvolených směrech

Pokud vezmeme v potaz minimální vzdálenost ve směru -Z (132 mm) zjistíme, že $\tau \leq 0,88$ ns. Generování takto krátkých rádiových pulzů je v praxi samostatným problémem nejen z hlediska vysokých nároků na potřebnou šířku pásma.

Tento požadavek vede na využití UWB systémů a pravděpodobně i využití konkrétních pulsů vhodných pro UWB systémy jako je například Gaussův monocykl oproti níže použitému bipolárnímu trojúhelníkovému pulsu. Tato problematika je ovšem nad rámec této diplomové práce, a proto je v dalším textu kladen důraz zejména na princip detekce pozic skutečných objektů prostřednictvím simulací v programu CST Microwave Studio.

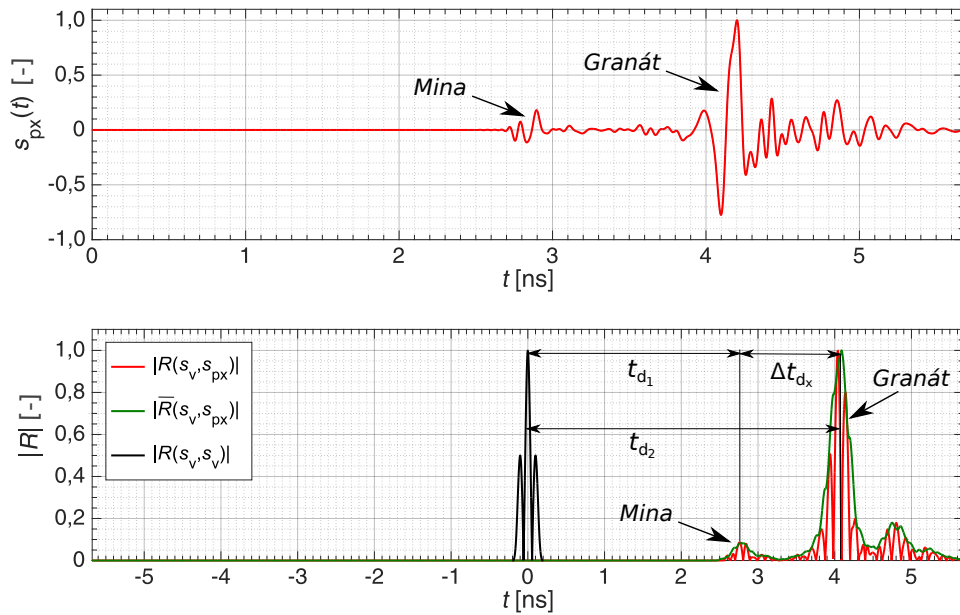
Pokud tedy opustíme praktickou stránku věci a zaměříme se na samotný princip detekce, pak lze zvolit pro detekci bipolární trojúhelníkový puls s dobou trvání $\tau = 0,2$ ns, což odpovídá dle vztahu (2.7) rozlišovací schopnosti $\Delta d_{min} \geq 30$ mm. Zkrácením doby pulsu je tak dosaženo dostatečné rezervy v rozlišovací schopnosti, avšak na úkor větší potřebné šířky pásma, kterou je potřeba v simulaci nastavit a tím zvětšit její časovou náročnost.

Takto parametrizovaný normovaný puls byl použit pro ozáření zkoumané oblasti ve všech třech uvažovaných směrech (-X,-Y,-Z). Jeho podobu uvádí Obr. 2.58 :



Obr. 2.58: Vysílaný puls a absolutní hodnota jeho normované autokorelační funkce

Níže jsou postupně prezentovány normované zpětně přijaté odezvy z tří zmíněných směrů $[s_{px}(t), s_{py}(t), s_{pz}(t)]$ a absolutní hodnoty normovaných vzájemných korelačních funkcí $(|R(s_v, s_{px})|, |R(s_v, s_{py})|, |R(s_v, s_{pz})|)$ pro daný směr. Tyto korelační funkce jsou pro lepší určení dob zpoždění jednotlivých odezev (t_{d1}, t_{d2}) průměrovány $(|\bar{R}(s_v, s_{px})|, |\bar{R}(s_v, s_{py})|, |\bar{R}(s_v, s_{pz})|)$. Z dob t_{d1}, t_{d2} jsou vypočteny radarové vzdálenosti objektů v daném směru. Radarové vzdálenosti mezi objekty jsou vypočteny pomocí zpoždění mezi odezvami: $\Delta t_{dx}, \Delta t_{dy}, \Delta t_{dz}$. Směr -X je na Obr. 2.59 :



Obr. 2.59: Přijatá odezva $s_{px}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{px})$

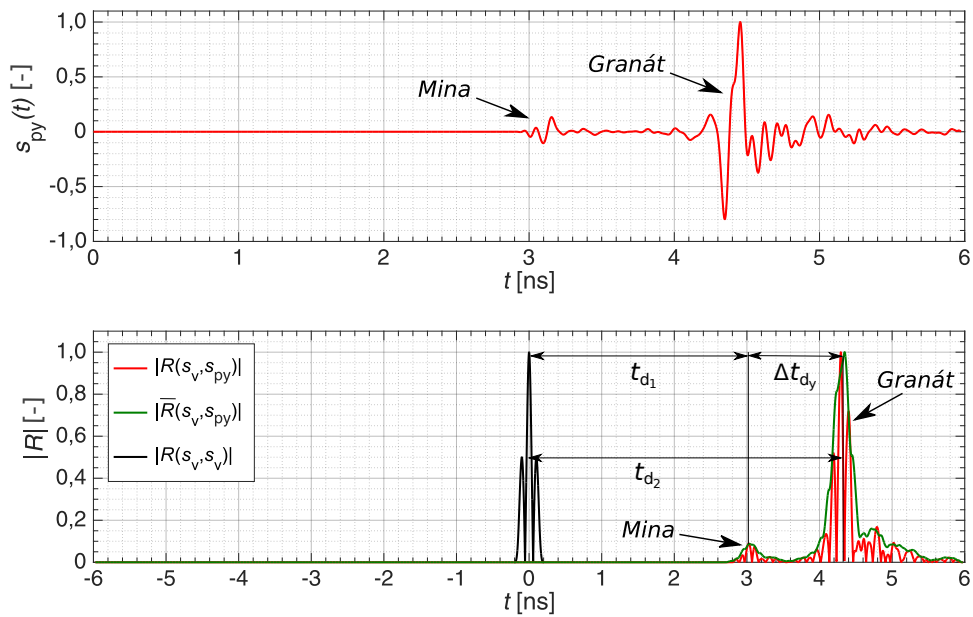
Z Obr. 2.59 lze odečíst doby $t_{d_1} = 2,77$ ns a $t_{d_2} = 4,09$ ns. Potom platí :

$$d_{1x} = \frac{c_0 t_{d_1}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 2,77 \cdot 10^{-9}}{2} = 0,4155 \text{ m} \approx 416 \text{ mm}$$

$$d_{2x} = \frac{c_0 t_{d_2}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 4,09 \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,614 \text{ m} = 614 \text{ mm}$$

$$\Delta d_x = \frac{c_0 (t_{d_2} - t_{d_1})}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot (4,09 - 2,77) \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,198 \text{ m} = 198 \text{ mm}$$

Výsledky signálového zpracování pro směr -Y jsou na Obr. 2.60 :



Obr. 2.60: Přijatá odezva $s_{py}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{py})$

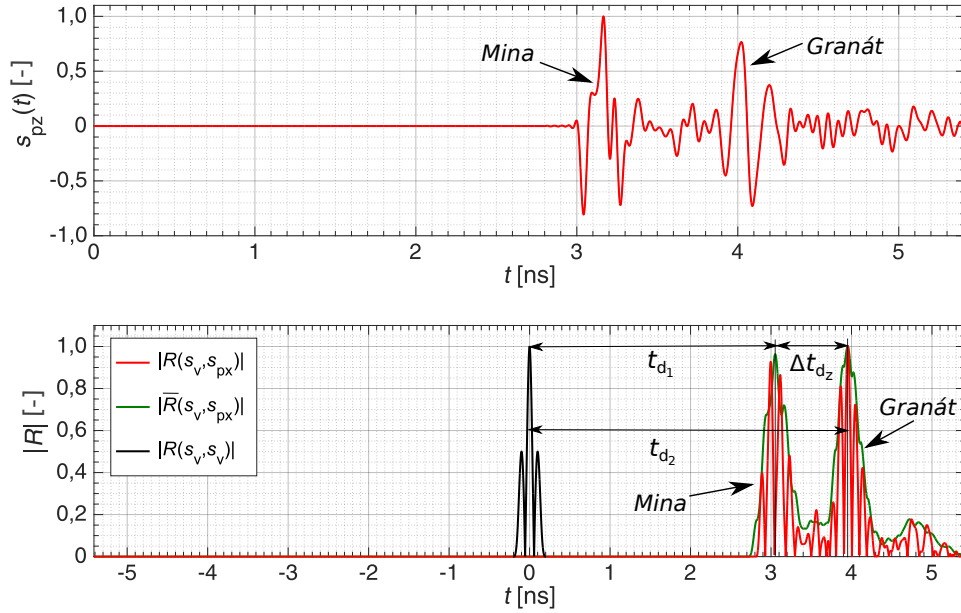
Z Obr. 2.60 lze odečíst doby $t_{d_1} = 3,034$ ns a $t_{d_2} = 4,346$ ns. Potom platí :

$$d_{1y} = \frac{c_0 t_{d_1}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 3,034 \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,455 \text{ m} = 455 \text{ mm}$$

$$d_{2y} = \frac{c_0 t_{d_2}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 4,346 \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,652 \text{ m} = 652 \text{ mm}$$

$$\Delta d_y = \frac{c_0 (t_{d_2} - t_{d_1})}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot (4,346 - 3,034) \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,197 \text{ m} = 197 \text{ mm}$$

Výsledky signálového zpracování pro směr -Z jsou na Obr. 2.61 :



Obr. 2.61: Přijatá odezva $s_{pz}(t)$ a absolutní hodnota korelační funkce $R(s_v, s_{pz})$

Z Obr. 2.61 lze odečíst doby $t_{d_1} = 3,953 \text{ ns}$ a $t_{d_2} = 3,052 \text{ ns}$. Potom platí :

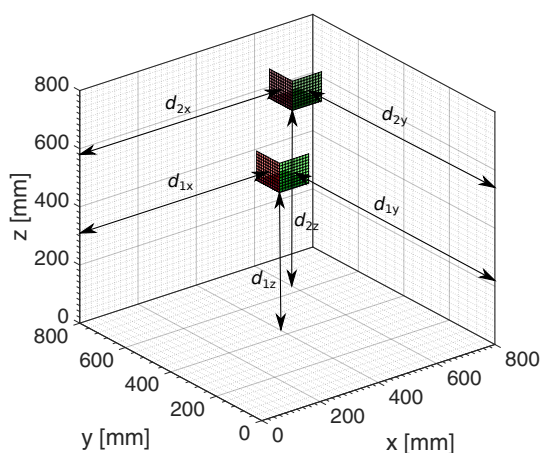
$$d_{1_z} = \frac{c_0 t_{d_1}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 3,052 \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,458 \text{ m} = 458 \text{ mm}$$

$$d_{2_z} = \frac{c_0 t_{d_2}}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 3,953 \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,593 \text{ m} = 593 \text{ mm}$$

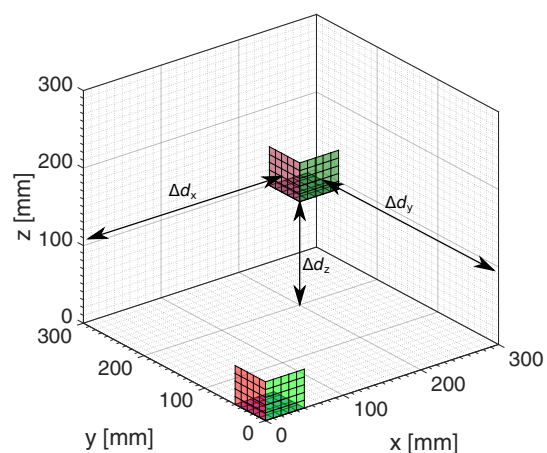
$$\Delta d_z = \frac{c_0 (t_{d_2} - t_{d_1})}{2} \approx \frac{3 \cdot 10^8 \cdot (3,953 - 3,052) \cdot 10^{-9}}{2} \approx 0,135 \text{ m} = 135 \text{ mm}$$

Vypočítané radarové vzdálenosti mezi objekty lze považovat při srovnání se skutečností na Obr. 2.57 za velmi přesné. Relativní chyby činí -1% pro směr -X, -1,5% pro směr -Y a 2,2% pro směr -Z. Dále je přistoupeno k detekci pozic obou objektů.

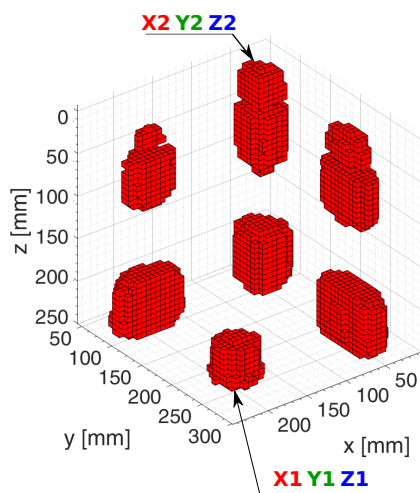
Na Obr. 2.62 jsou předchozí data využita pro detekci pozic obou skutečných objektů. Na Obr. 2.62a jsou v každém směru vyznačeny radarové vzdálenosti d_1, d_2 rovinou určující začátek daného objektu. Na Obr. 2.62b je v každém směru kompenzováno celkové zpoždění odezvy, což má za následek umístění oblasti do počátku. Vynesení všech detekčních rovin získáme dva body v místech, kde se dané trojice detekčních rovin dotýkají (viz Obr. 2.62d). Tyto body určují počátky skutečných objektů. Prostor vyplněný objekty by bylo možné přibližně zjistit ozářením zkoumané oblasti z protilehlých stran (+X,+Y,+Z). Výsledek detekce pozic skutečných objektů ve zkoumané oblasti a srovnání s výsledkem rekonstrukce předchozí sekce (Obr. 2.62c) uvádí Obr. 2.62 :



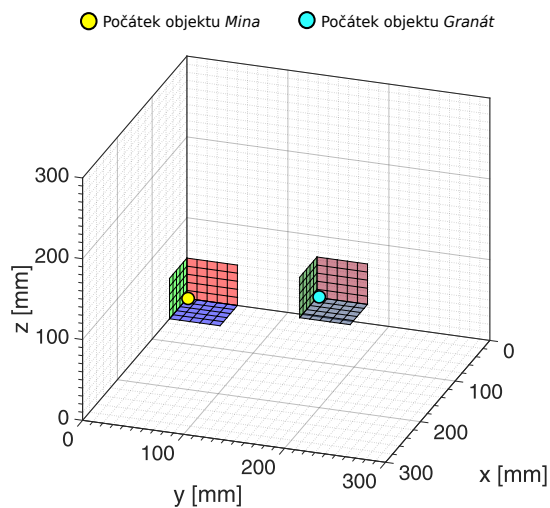
(a) Vzdálenosti bez kompenzace zpoždění



(b) Vzdálenosti s kompenzací zpoždění



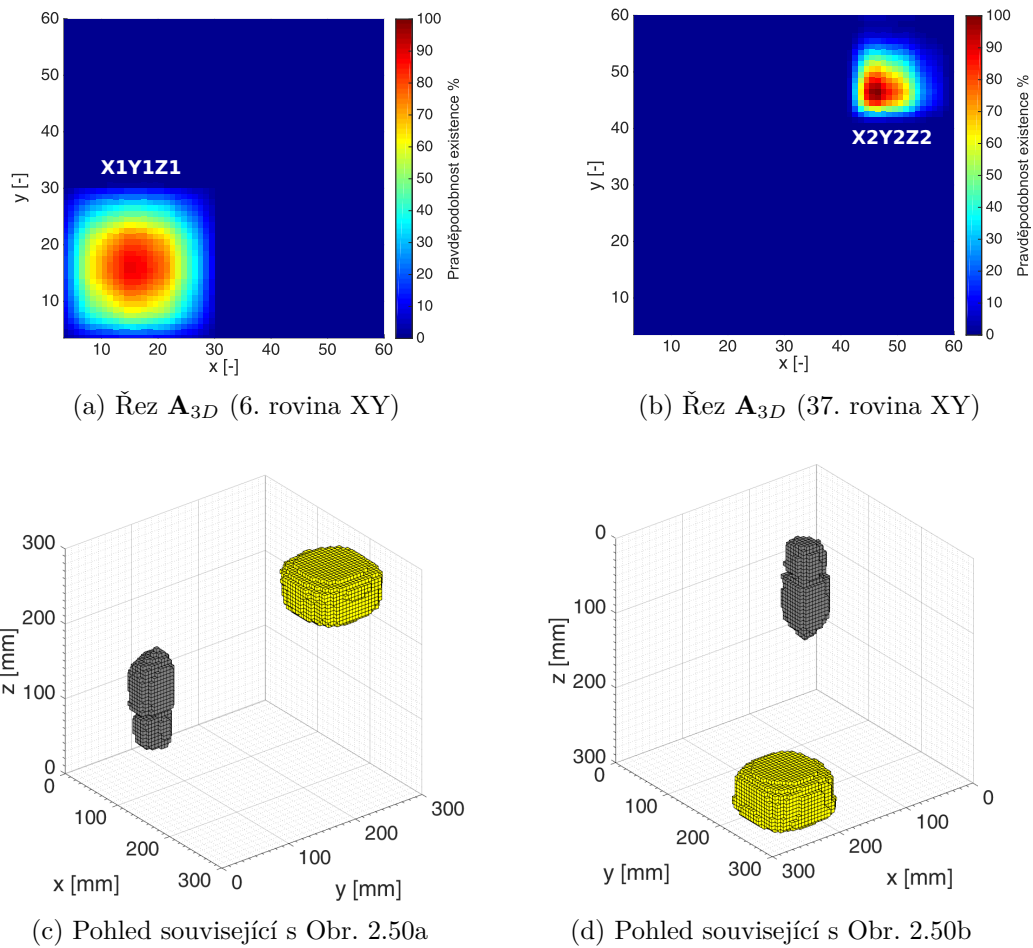
(c) Předchozí neurčitý odhad



(d) Počátky objektů v prostoru

Obr. 2.62: Výsledek detekce pozic dvou nepřekrývajících se objektů

Z Obr. 2.62 je tak možné jednoznačně určit vzájemnou souvislost dílčích profilových funkcí $X1Y1Z1$ a $X2Y2Z2$, které určují tvary a velikosti dvou skutečně existujících objektů. Opětovný výsledný odhad zkoumané struktury je včetně řezu \mathbf{A}_{3D} funkcí na Obr. 2.63. Tab. 2.7 shrnuje rekonstrukční parametry. Z řezu je na první pohled vidět zlepšení poměrů pravděpodobnosti výskytu obou objektů oproti případu na Obr. 2.55. Pro rekonstrukci byla použita původní metodika zpracování \mathbf{A}_{3D} funkce. Rekonstrukce proběhla ve směru $-Z$. I přes současnou rekonstrukci obou objektů byly v průběhu rekonstrukce změněny pro druhý z objektů rekonstrukční parametry.



Obr. 2.63: Řezy \mathbf{A}_{3D} a odhady dvou detekovaných nepřekrývajících se objektů

Objekt	DPP [%]	HPP [%]	LM [%]	m [-]	M [-]	D_{VZ} [mm]
<i>Mina</i> (M)	15	100	$\langle 15, 100 \rangle$	1,9	2	2,4
<i>Granát</i> (G)	20	100	$\langle 20, 100 \rangle$	0,8	2	2,4

Tab. 2.7: Rekonstrukční parametry dvou detekovaných nepřekrývajících se objektů

3 Závěr

Hlavním cílem této diplomové práce bylo provést rekonstrukci potenciálně neznámého objektu pomocí časových odezev na $\max(t,0)$ puls, přičemž bylo k tomuto účelu využito pouze tři vzájemně ortogonálních směrů ozáření zkoumaného objektu. Při řešení byl zaveden zjednodušující předpoklad v podobě izotropních a homogenních materiálů u každého ze zkoumaných objektů. V závislosti na míře jakou daný objekt kontrastuje se svým okolím, byl proveden matematický popis problému pro objekty dokonale elektricky vodivé i dielektrické. Součástí tohoto popisu je zavedení *Kirchhoffovy* aproximace zpětně přijatého elektromagnetického pole pro ideálně elektricky vodivé objekty a *Bornovy* aproximace pro dielektrické objekty.

Pro samotnou rekonstrukci objektu byla zvolena technika založená na 3D pravděpodobnostní funkci, u které byl navržen alternativní přístup zpracování této funkce, který umožňuje provést výsledný binární odhad bez přímého využití profilových funkcí pouze na základě známého rozložení pravděpodobnosti jednotlivých elementů 3D funkce. Tento alternativní přístup vnáší do procesu zpracování více stupňů volnosti a možnost separovaného řízení rekonstrukce více nebo méně pravděpodobných oblastí. Pro snadnější práci a větší variabilitu při testování byly kódy pro výpočet profilových funkcí objektu z jeho časových odezev a samotnou rekonstrukci implementovány jako součást GUI v programu MATLAB R2015a.

Pro testování byla namodelována struktura s jedním a dvěma objekty. V prvním případě se jedná o objekt tvaru *Bomba*, u kterého bylo dosaženo sady zajímavých parametrických výsledků pro obě metody zpracování 3D funkce. Současně byla na tomto příkladu potvrzena možnost použití tvarově různých vysílaných pulsů za podmínky dodržení postupu v jejich realizaci lineárními operacemi aplikovanými na $\max(t,0)$ puls. Tento fakt nabývá na významu zejména při možné praktické realizaci. Na tomto příkladu byl také potvrzen jednoznačný vliv doby trvání tohoto vysílaného pulsu na získané detaily zkoumaného objektu. Na základě dosažených výsledků lze říci, že přizpůsobením doby trvání pulsu daným rozměrům objektu ve směrech ozáření je dosaženo detailnějších výsledných odhadů. Ozáření objektů z protilehlých stran a složením profilových funkcí lze získat ještě věrohodnější zobrazení detailů. Výsledkem této první části jsou tak detailní odhady objektu *Bomba* ve vysokém rozlišení pro obě materiálové varianty.

V případě struktury s dvěma objekty (*Mina*, *Granát*) byly aplikovány všechny doposud získané rekonstrukční poznatky. Hlavním záměrem bylo v tomto případě poukázat na nové problémy, které se v případě jednoho objektu neobjevují.

Jako první byl ověřen nežádoucí vliv současného výskytu částí objektů ve směru ozáření, který způsobuje splynutí dílčích profilových funkcí obou objektů respektive

jejich částí do jedné, což vede na výrazné zkreslení výsledného binárního odhadu. Současně bylo potvrzeno, že zvolením nevhodné aproximace pro daný materiál objektu dochází k další nepřesnosti. Použití *Bornovy* aproximace na vodivý objekt vede ke zvětšení jeho velikosti a současně i změně tvaru vlivem vykreslení dalších nepatřičných elementů. Použití *Kirchhoffovy* aproximace na dielektrický objekt má přesně opačný účinek.

Druhým nežádoucím jevem v případě dvou a více objektů je výskyt falešných objektů, které vznikají vlivem prostorového rozlišení skutečných objektů ve více než jednom směru ozáření. Počet falešných objektů je závislý na počtu těch skutečných a současně počtu směrů, ve kterých jsou skutečné objekty rozlišeny. Tyto falešné objekty při rekonstrukci nepříznivě ovlivňují tvar i velikost objektů skutečných. Navržené řešení je založeno na radarové detekci pozic skutečných objektů ve zkoumaném prostoru a jejich následné identifikaci. Výsledkem je jednoznačné určení skutečných objektů, jejich rekonstrukce a eliminace dalších souvisejících nežádoucích jevů.

Literatura

- [1] STUMPF, M. *Radar Imaging of Impenetrable and Penetrable Targets From Finite-Duration Pulsed Signatures. IEEE Transactions on Antennas and Propagation* [online]. 2014, 62(6), 3035-3042 [cit. 2019-10-08]. DOI: 10.1109/TAP.2014.2309964. ISSN 0018-926X. Dostupné z: <<http://ieeexplore.ieee.org/document/6756978/>>
- [2] ŠTUMPF, M. *Integrální formulace problémů elektromagnetického pole*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky, 2014. [cit. 2019-10-24] ISBN 978-80-214-4869-8.
- [3] KENNAUGH, E.M. a D.L. MOFFATT. *Transient and impulse response approximations. Proceedings of the IEEE* [online]. 1965, 53(8), 893-901 [cit. 2020-10-26]. DOI: 10.1109/PROC.1965.4068. ISSN 0018-9219. Dostupné z: <<http://ieeexplore.ieee.org/document/1445998/>>
- [4] CHAUVEAU, J. a N. DE BEAUCOUDREY. *A new algorithm of 3D image reconstruction of radar targets from ramp responses in low frequency. Progress In Electromagnetics Research M* [online]. 2011, Vol. 16, 1-18 [cit. 2019-11-16]. DOI: 10.2528/PIERM10070805. ISSN 1937-8726. Dostupné z: <<http://www.jpier.org/PIERM/pier.php?paper=10070805>>
- [5] *Ordnance, Explosives, and Related Items* [online]. 2016 [cit. 2020-04-12]. Dostupné z: <<https://bulletpicker.com/index.html>>

Seznam symbolů, veličin a zkratek

s	sekunda
m	metr
mm	milimetr
V	Volt
A	Ampér
V/m	Volt na metr
A/m	Ampér na metr
rad·s ⁻¹	radián za sekundu
m/s	metr za sekundu
H/m	Henry na metr
F/m	Farad na metr
m ²	metr čtverečný
m ³	metr krychlový
GHz	Gigahertz
ns	nanosekunda
°	úhlový stupeň
t	čas [s]
μ_0	magnetická permeabilita vakua $4\pi \cdot 10^{-7}$ [H/m]
ϵ_0	elektrická permitivita vakua $8,8549523 \cdot 10^{-12}$ [F/m]
ϵ_r	relativní permitivita
ϵ	absolutní permitivita [F/m]
T_W	polovina doby trvání pulsu [s]
t_s	doba trvání náběžné/sestupné hrany lichoběžníkového pulsu [s]
1/SF	násobek doby T_W – trvání náběžné/sestupné hrany lichoběžníkového pulsu [–]
T_W^{-1}	strmost identické funkce [s ⁻¹]
$R(t T_W^{-1})$	časový průběh identické funkce
c_0	rychlost šíření elektromagnetické vlny ve vakuu [m/s]
\mathcal{D}'	oblast volného prostoru
\mathcal{D}	časově invariantní oblast vyplněná objektem
$\partial\mathcal{D}$	uzavřená plocha ohraničující objekt
$\boldsymbol{\nu}$	normálový vektor k elementární ploše objektu
x, y, z	označení kartézského souřadného systému
$\boldsymbol{i}_1, \boldsymbol{i}_2, \boldsymbol{i}_3$	bázové jednotkové vektory
\boldsymbol{x}	polohový vektor [m]

$ \mathbf{x} $	vzdálenost pozorovatele od počátku souřadného systému [m]
$\hat{\mathbf{E}}$	vektor intenzity elektrického pole [V/m]
$\hat{\mathbf{H}}$	vektor intenzity magnetického pole [A/m]
$\mathbf{E}_{x,y,z}$	vektor intenzity elektrického pole polarizovaný v dané ose [V/m]
$\mathbf{H}_{x,y,z}$	vektor intenzity magnetického pole polarizovaný v dané ose [A/m]
$\hat{\mathbf{E}}_\infty$	amplitudová vyzařovací charakteristika elektrického pole [V]
$\hat{\mathbf{H}}_\infty$	amplitudová vyzařovací charakteristika magnetického pole [A]
ξ	jednotkový vektor ve směru pozorovatele
ξ	vzdálenost odpovídající době trvání pulsu [m]
s	komplexní kmitočet
ω	úhlový kmitočet [rad·s ⁻¹]
O	Landauova notace
$\hat{\mathbf{E}}_\infty^S$	vyzařovací charakteristika rozptýleného elektrického pole [V]
$\underline{\mathbf{I}}$	jednotková matice rozměru 3×3
\mathbf{x}'	polohový vektor určující polohu zdrojového bodu na ploše $\partial\mathcal{D}$ [m]
$\boldsymbol{\nu}(\mathbf{x}')$	normálový vektor k elementární ploše objektu v zdrojovém bodě \mathbf{x}'
$\hat{\mathbf{H}}(\mathbf{x}', s)$	intenzita celkového magnetického pole v zdrojovém bodě \mathbf{x}' [A/m]
$dA(\mathbf{x}')$	zdrojová elementární plocha v bodě \mathbf{x}' [m ²]
$\partial\mathcal{D}^I$	ozářená část objektu
$\hat{\mathbf{H}}^I$	intenzita dopadajícího magnetického pole v zdrojovém bodě \mathbf{x}' [A/m]
$\boldsymbol{\beta}$	vektor směru šíření přímé vlny dopadající na objekt
$\hat{\mathbf{A}}(s)$	Laplaceův obraz identické funkce
$\boldsymbol{\alpha}$	vektor polarizace přímé dopadající vlny
$\mathcal{S}(c_0 t/2)$	profilová funkce objektu [m ²]
$\mathcal{S}_x(x)$	profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření x [m ²]
$\mathcal{S}_y(y)$	profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření y [m ²]
$\mathcal{S}_z(z)$	profilová funkce objektu získaná ze směru ozáření z [m ²]
$\xi_{A,S}$	hranice určující povrch objektu dopadu přímé vlny [m]
$\hat{\mathbf{E}}^I(\mathbf{x}', s)$	intenzita elektrického pole dopadající přímé vlny v bodě \mathbf{x}' [V/m]
$dV(\mathbf{x}')$	zdrojový elementární objem v bodě \mathbf{x}' [m ³]
$\mathbf{A}_{3D}(x, y, z)$	normovaná 3D pravděpodobnostní funkce daného objektu [–]
δx	vzorkovací krok ve směru osy x [m]
δy	vzorkovací krok ve směru osy y [m]
$\alpha_{x,y,z}$	složky vektoru polarizace
r	dvojnásobek vzdálenosti mezi sondou a objektem [m]
PP	pravděpodobnostní práh [%]
DPP	dolní pravděpodobnostní práh [%]
HPP	horní pravděpodobnostní práh [%]
IPPR	individuální pravděpodobnostní práh roviny [%]

V_{LM}	váhovací koeficient roviny [%]
$\mathbf{V}_{LM_{50}}$	vektor váhovacích koeficientů pro roviny \mathbf{A}_{3D} s $LM \in \langle 0; 50 \rangle$ %
$\mathbf{V}_{LM_{100}}$	vektor váhovacích koeficientů pro roviny \mathbf{A}_{3D} s $LM \in (50; 100)$ %
s_1	směrnice přímky v intervalu $LM \in \langle 0; 50 \rangle$ %
s_2	směrnice přímky v intervalu $LM \in (50; 100)$ %
k	délka subintervalu se stejnými LM [-]
\mathbf{LM}_{50}	vektor lokálních maxim s $LM \in \langle 0; 50 \rangle$ % [%]
\mathbf{LM}_{100}	vektor lokálních maxim s $LM \in (50; 100)$ % [%]
D_{VZ}	vzorkovací perioda profilové funkce [m]
M	decimální faktor [-]
m	člen pro korekci profilové funkce [-]
CPO	celkový počet objektů ve zkoumané oblasti [-]
SPO	skutečný počet objektů ve zkoumané oblasti [-]
p	počet směrů prostorového rozlišení více objektů [-]
d	radarová vzdálenost objektu [m]
t_d	zpoždění vyslaného pulsu [s]
Δt_d	zpoždění mezi odezvami dvou objektů [s]
Δd	radarová vzdálenost mezi objekty [m]
$s_p(t)$	přijatý signál [V/m]
$s_{px,py,pz}(t)$	normovaný přijatý signál z daného směru [-]
$s_v(t)$	normovaný vyslaný signál [-]
Δd_{min}	rozlišovací schopnost radaru ve vzdálenosti [m]
τ	doba trvání vysílaného rádiového pulsu [s]
$ R(s_v, s_p) $	absolutní hodnota normované vzájemné korelační funkce dvou signálů [-]
$ \bar{R}(s_v, s_p) $	absolutní hodnota normované a průměrované vzájemné korelační funkce dvou signálů [-]
3D	trojdimenzionální
GUI	Graphical User Interface (grafické uživatelské rozhraní)
PEC	Perfect Electric Conductor (dokonalý elektrický vodič)
RCS	Radar Cross Section (efektivní radarová odrazná plocha)
UWB	ultra wide band (ultra-širokopásmové)

Seznam příloh

A Přiložené soubory	97
B Náhled výsledků v GUI a praktická ukázka	98

A Přiložené soubory

- vut_logo.jpg
- max2d.m
- stlread.m
- plotcube.m
- permittivity.m
- RenameDialog.m
- signalGen.m
- Rekonstrukce_objektu_GUI_i.m

B Náhled výsledků v GUI a praktická ukázka

Praktická ukázka dostupná z: <https://youtu.be/BRKvJafY11E>

